

THESE

présentée devant l'UNIVERSITE de NANTES

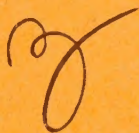
pour obtenir le grade de

DOCTEUR - INGENIEUR

par

Chi - Yuen CHIEM

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



SUR LA DEFORMATION A HAUTE VITESSE DES METAUX C F C.

APPLICATIONS AU FORMAGE ELECTROMAGNETIQUE

Soutenue le 26 janvier 1976 devant la Commission d'Examen

M. LEROY

Président

M. ESCAIG

M. LE MAITRE

M. MINN

Melle OFFRET

M. VIGIER

Examineurs

N° d'Ordre : 3 (1976)

Référence CNRS : AO 12 247

THESE

présentée devant l'UNIVERSITE de NANTES

pour obtenir le grade de

DOCTEUR - INGENIEUR

par

Chi-Yuen CHIEM

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE



SUR LA DEFORMATION A HAUTE VITESSE DES METAUX C F C.

APPLICATIONS AU FORMAGE ELECTROMAGNETIQUE

Soutenue le 26 janvier 1976 devant la Commission d'Examen

M. LEROY

Président

M. ESCAIG

M. LE MAITRE

M. MINN

Melle OFFRET

M. VIGIER

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555012_0022

UNIVERSITE DE NANTES

Président : M. SPARFEL - Pharmacie -

Liste des enseignants des disciplines scientifiques :

Professeurs	M. BRILLOUET	Mathématiques
	M. IBISCH	"
	M. PAUC	"
	M. PETRESCO	"
	M. RAFFIN	"
	M. PIRONNEAU (ENSM)	Mécanique
	M. MEZENCEV (ENSM)	Automatique
	M. AVIGNON	Physique
	M. BOULLLOUD	"
	M. COLLET	"
	M. MINN	"
	M. MOUTON	"
	Melle OFFRET (ENSM)	"
	M. GRAFF	Chimie
	M. MARTIN	"
	M. PIERI	"
	M. QUINIOU	"
	M. ROUXEL	"
	M. WOJTKOWIAK	"
	M. GARRIGUES	Biologie
	Mme LE DOUARIN	"
	M. LE DOUARIN	"
	M. SELLIER	"
Professeurs associés	M. CAVET	Sciences de la Terre
	M. FORESTIER	"
Professeurs sans chaire	M. BRARD (ENSM)	Mécanique
	M. FOUQUES	Mathématiques
	M. LEBORGNE	"
	M. GUEVEL (ENSM)	Hydrodynamique
	M. BARDON Roger	Physique
	M. CAILLER (IUT Nantes)	"
	M. GOUREAUX	"
	M. LASKAR	"
	M. LE NAOUR	"
	M. ROSIER	"
	M. CHABANEL	Chimie
	M. POINTEAU (ENSM)	"
	M. TOURNOUX	"
	M. LE LEC (IUT St-Nazaire)	Génie Chimique
	M. BOUCHY (IUT Nantes)	Métallurgie
	M. GOBIN (ENSM)	"

Professeurs sans chaire (suite)	M. DUPONT	Biologie
	M. SAUDRAY	"
	M. OTTMANN	Sciences de la Terre
Maîtres de Conférences	M. DHOMBRES	Mathématiques
	M. DO (ENSEM)	"
	M. GAPAILLARD	"
	M. GATESOUE	"
	M. LAMEAU (ENSM)	"
	M. PHAN-THE-LAI	"
	M. VOGEL	"
	M. DUBIGEON (ENSM)	Mécanique
	M. VAUSSY (ENSM)	"
	M. GROVEL (IUT St-Nazaire)	Génie Civil
	M. VILAINE (ENSM)	"
	M. SULMONT (ENSM)	Hydrodynamique
	M. de LARMINAT (IUT Nantes)	Automatique
	M. LE CORRE (ENSM)	"
	M. THOMAS (IUT Nantes)	"
	M. ERCEAU (IUT Nantes)	L.I.A.N.A.
	M. BECLE (IUT St-Nazaire)	Physique
	M. DEVELY (IUT St-Nazaire)	"
	M. LE BIHAN	"
	M. LEROY (IUT Nantes)	"
	M. LE MAITRE R.	"
	M. LONCKE	"
	M. LE MAITRE Félix (ENSM)	Technologie et Tech- niques de Production
	Mme MARTIN	Chimie
	M. AMOURIQ	Biologie
	M. LE BRUN	"
	Mme NICOLAS-PRATT	"
	M. NICOLAS	Sciences de la Terre

Secrétaire Général : M. LERAY

D E D I C A C E

☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆☆

*« Qui pourrait prétendre que la lumière de trois printemps
suffise à combler la reconnaissance envers les parents pour
leurs soins minutieux prodigués chaque jour ? »*

*La piété filiale est reine des vertus car l'enseignement du
père est de conduire sur la voie qui mène à l'Homme.*

*Devenir Homme c'est tendre à être à la fois
un père sévère
une mère pleine de tendresse
le meilleur des maîtres
un ami dévoué*

*En fils docile, cet enseignement m'a conduit en ce jour
à présenter mes modestes recherches.*

*Je dédie ce travail à mes parents restés dans mon
pays lointain..*

*Hiver 1975
CHIEM Chi-Yuen*

(Traduction de la dédicace chinoise)

誰言寸草心
報答三春暉

中國倫理觀念百善以孝行為先故
有親在不遠游之說家君曩以嚴父
慈母良師益友為作人之道相勗使
異邦遊子進德脩業而獲今日之研
究成果謹以此文奉獻遠居故鄉之雙親
竝祝平安健康 乙卯冬月唐致遠敬書

Cette étude a été effectuée au Laboratoire de Physique du Métal de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes, avec l'aide du Centre National de la Recherche Scientifique (A.T.P. Mécanique-Plasticité, 1973).

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à Mademoiselle S.OFFRET, Directeur du Laboratoire, qui a bien voulu nous accueillir dans son laboratoire.. Nous tenons à la remercier de la confiance qu'elle nous a accordée et des précieux conseils qu'elle nous a donnés.

Nos remerciements vont à Monsieur M. LEROY, Maître de Conférences, Responsable du Groupe «Plasticité et Techniques Nouvelles de Mise en Forme des Métaux» au Laboratoire, pour nous avoir fait bénéficier de ses conseils et de ses critiques, et d'avoir accepté de présider le Jury.

Que Messieurs B. ESCAIG, F. LE MAITRE, S.S. MINN et P. VIGIER, veuillent bien accepter nos remerciements pour leurs précieux conseils et pour l'honneur qu'ils nous ont fait de participer à la Commission d'Examen.

Nous remercions également les collègues et les amis pour leur aide et leurs encouragements.

Enfin, je tiens à associer à ce travail, ma femme, qui, par ses encouragements, sa compréhension, sa patience, a été mon meilleur soutien.

S O M M A I R E

	<u>Pages</u>
INTRODUCTION	1
Chapitre 1 - LA DEFORMATION PLASTIQUE DES METAUX C.F.C. ET LES INFLUENCES DE LA VITESSE DE DEFORMATION -	3
1.1 - LA DEFORMATION PLASTIQUE DES METAUX C.F.C.	3
1.1.1 - Généralités	3
1.1.2 - Influences du réseau sur les dislocations	6
1.2 - INFLUENCES DE LA VITESSE DE DEFORMATION	7
1.2.1 - Divers types de mécanismes de déformation	8
1.2.2 - Mécanismes de frottement visqueux	8
1.2.3 - Mécanismes athermiques des dislocations	10
1.2.4 - Mécanismes d'activation thermique	12
1.2.5 - Mécanismes contrôlés par la diffusion	16
Chapitre 2 - METHODES EXPERIMENTALES -	19
2.1 - DESCRIPTION DU DISPOSITIF DE DEFORMATION	19
2.2 - MESURE DIRECTE DU CHAMP $B(t)$	20
2.3 - EVALUATION DE LA PRESSION MAGNETIQUE $P(t)$ INDUITE	23
2.3.1 - Théorie du champ électromagnétique appliquée au formage des métaux	23
(a) Cas général	23
(b) Evaluation de $P(t)$ induite	25
(c) Remarques	28
2.3.2 - Calcul des contraintes à l'intérieur des éprouvettes annulaires selon la température	34
(a) Calcul de la pénétration $x(t)$ de l'onde de contrainte dans le métal	34
(b) Calcul des contraintes à l'intérieur des éprouvettes monocristallines annulaires de cuivre et d'aluminium	41
1) Cas de $T = 293\text{ K}$	41
2) Cas de $T = 1,85\text{ K}$	41
2.4 - MESURE DE LA VITESSE DE DEFORMATION	44
2.4.1 - Principe et méthode	44
2.4.2 - Résultats	44

2.5 - MOYENS EXPERIMENTAUX DE FORMAGE SELON LA TEMPERATURE ($1,8^{\circ}\text{K} \leq T \leq 293^{\circ}\text{K}$)	45
2.5.1 - Contrôle de la température au voisinage de l'éprouvette	45
2.5.2 - Remarques	45
Chapitre 3 - ANISOTROPIE DE LA DEFORMATION -	57
3.1 - PREPARATION DES EPROUVETTES	57
3.2 - ANISOTROPIE DE LA DEFORMATION	57
3.3 - ECOULEMENT PLASTIQUE DU CUIVRE ET DE L'ALUMINIUM (A $T = 293^{\circ}\text{K}$)	59
3.4 - CARTOGRAPHIES REPRESENTATIVES DE LA DEFORMATION DES COUPES MONOCRISTALLINES	61
3.4.1 - Courbes de niveau de déformation du cuivre et de l'aluminium (axe de zone $[\bar{1}00]$)	61
3.4.2 - Modèle spatial de l'écoulement du cuivre autour des axes de zones de type $[\bar{1}00]$ et $[110]$	62
3.4.3 - Remarques	62
3.5 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE	62
3.6 - ASPECTS STRUCTURAUX OBSERVES AU MICROSCOPE OPTIQUE	86
3.7 - REMARQUE	89
Chapitre 4 - GLISSEMENT $\{110\} \langle 110 \rangle$ DANS LES C.F.C. -	95
4.1 - TRACES OBSERVEES	95
4.2 - ANALYSE DES TRACES	96
4.3 - COMPATIBILITE ENTRE FACTEURS DE SCHMID ET DEFORMATION	96
4.4 - CONSIDERATIONS ENERGETIQUES	100
4.5 - CORRELATIONS ENTRE LES GLISSEMENTS $\{111\} \langle 110 \rangle$ et $\{110\} \langle 110 \rangle$	101
4.6 - CONCLUSIONS	107
Chapitre 5 - CONSOLIDATION DES MONOCRISTAUX DE CUIVRE ET DE L'ALUMINIUM DE COUPE (111) -	113
5.1 - DESCRIPTION DES COURBES "CONTRAINTE-DEFORMATION"	113
5.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX	114
5.2.1 - Facteurs de Schmid	114
5.2.2 - Courbes contrainte - déformation	115
5.2.3 - Influence de $\dot{\sigma}$ imposé et de la vitesse de défor- mation $\dot{\epsilon}$	121

5.2.4 - Influence de la température	123
Chapitre 6 - TAILLE DES CELLULES ET DENSITE DE DISLOCATIONS DANS LES MONOCRISTAUX DE CUIVRE DE COUPE (111) DEFORMES PAR CHAMPS MAGNETIQUES -	129
6.1 - GENERALITES	129
6.1.1 - Préparation des lames minces	129
6.1.2 - Détermination de la densité de dislocations et de l'épaisseur des lames minces	130
6.1.3 - Pourcentages d'erreurs possibles dans les calculs	130
6.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX	131
6.2.1 - Relations entre cellules de dislocations et contrainte nominale	131
6.2.2 - Relations entre la taille des cellules et la cission résolue	141
6.2.3 - Relation entre la densité de dislocations, la contrainte et la déformation nominales	141
6.2.4 - Relation entre la densité de dislocations et la cission résolue	142
6.3 - DISCUSSIONS	142
6.4 - CONCLUSIONS	143
CONCLUSION	147
BIBLIOGRAPHIE	151

INTRODUCTION

L'étude porte sur le comportement à haute vitesse de déformation ($\dot{\epsilon} \geq 10^3 \text{ s}^{-1}$) de métaux c.f.c., notamment des monocristaux de cuivre et d'aluminium. Il s'agit, d'une part de vérifier si les lois de comportement dans le cadre des déformations à faible vitesse peuvent être utilisées pour l'interprétation des résultats obtenus par nos essais à grande vitesse, d'autre part d'apprécier l'influence des coefficients de frottement visqueux sur la vitesse des dislocations et notamment les importances respectives des interactions dislocations-phonons, dislocations-électrons et dislocations de grande vitesse-forêts de dislocations.

De grandes vitesses d'écoulement ($\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ s}^{-1}$) de matériaux conducteurs peuvent être obtenues par des actions électroniques sur le réseau cristallin à l'aide de champs magnétiques intenses et pulsés. Par ce procédé, des impulsions de contraintes créées dans l'épaisseur de peau pourront atteindre 10^8 dynes/cm^2 pour des durées voisines de $30 \mu\text{s}$.

La déformation étant liée aux mécanismes régissant le mouvement des dislocations, nous consacrons le chapitre 1 à un bref rappel théorique.

Nous exposons dans le deuxième chapitre le principe de déformation par champs électromagnétiques et le dispositif expérimental mis en place pour déformer les éprouvettes de l'ambiante jusqu'à $1,8^\circ\text{K}$.

Expérimentalement, nous avons mis en évidence dans le chapitre 3 l'anisotropie de l'écoulement et tracé les cartographies représentatives des écoulements à iso-contraintes du cuivre et de l'aluminium pour les principaux plans en zone $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}1]$ et $[1\bar{1}0]$ (limites du triangle stéréographique).

Cette étude repose sur les remarques suivantes :

- les directions préférentielles d'écoulement ne concordent pas toujours avec les directions de glissement notamment pour les coupes monocristallines (100), (110) et (111) ;

- l'aspect structural observé au microscope optique révèle la présence de macles de déformation à l'ambiante dans le cas du cuivre et notamment des systèmes de glissement autres que $\{111\} \langle 110 \rangle$;

- les coupes monocristallines après déformation ont des régions de glissements simples ou doubles et des régions de "sous-joints". Dans ces

régions, les deux types de glissement coexistent en général avec pour l'aluminium des "îlots" très caractéristiques de glissements simples ;

- le taux de dislocations selon la contrainte appliquée σ varie de 10 cm^{-2} à 10^{11} cm^{-2} (cas du cuivre), ce qui correspondrait, même à forte contrainte, à un coefficient énorme de frottement solide dû au passage de la forêt ;

- les dislocations mobiles atteignent une vitesse limite v_l après un parcours d'environ $20|\vec{b}|$ et, comme v est inversement proportionnelle aux viscosités phonique et électronique, il doit résulter une dépendance directe de la vitesse de déformation avec ces viscosités.

A partir de ces remarques, se posent les problèmes suivants :

- Peut-il exister un plan de glissement autre que le plan $\{111\}$ dans les métaux c.f.c. ? Ce nouveau type de système de glissement est-il un véritable glissement ? Dans l'affirmative, est-il indépendant du système $\{111\} \langle 110 \rangle$? La discussion à ce sujet est traitée dans le chapitre 4.

- Les divers aspects structuraux observés montrent qu'il se produit un état de consolidation des monocristaux. En ce qui concerne les caractéristiques d'écrouissage de monocristaux de cuivre et d'aluminium, peu de résultats ont été obtenus dans le domaine des déformations à vitesse élevée, surtout dans les processus de déformation à haute énergie tels que le formage par champs électromagnétiques intenses et pulsés. Nous proposons donc d'étudier dans le chapitre 5 les caractéristiques de consolidation des monocristaux de cuivre et d'aluminium de coupe (111) à $T = 293^\circ\text{K}$ et à $T = 1,85^\circ\text{K}$ (uniquement dans le cas du cuivre) afin de mettre en évidence l'influence de la température.

- Les phénomènes de consolidation sont étroitement liés à la multiplication, aux mouvements et aux interactions des dislocations au sein même du métal. Des lois de variation d'écrouissage et du taux des dislocations ont été décrites dans de nombreux traités de déformations quasi-statiques. Il est intéressant de voir dans le chapitre 6 si ces relations entre contrainte, taille des cellules de dislocations et taux de dislocations vérifient le mécanisme de l'écrouissage dans notre procédé de déformation à grande vitesse.

Chapitre 1

LA DEFORMATION PLASTIQUE DES METAUX C.F.C. ET LES INFLUENCES DE LA VITESSE DE DEFORMATION

1.1 - LA DEFORMATION PLASTIQUE DES METAUX C.F.C.

Les caractéristiques principales du comportement mécanique des métaux c.f.c. sont l'importance de la ductilité et du durcissement d'écrouissage. Ces propriétés résultent de l'existence de 12 systèmes de glissement comprenant les quatre plans denses $\{111\}$ et pour chaque plan les trois directions denses $\langle 110 \rangle$ avec possibilité de dissociation des dislocations sur les plans denses $[54, 88]$. Nous limiterons notre étude au cas des monocristaux.

1.1.1 - Généralités

a) Courbe de consolidation

Dans le mécanisme de la déformation des monocristaux, on peut distinguer trois stades successifs de déformation :

- le stade I dit stade de glissement facile caractérisé par un durcissement très faible ;
- le stade II dit stade de durcissement linéaire caractérisé par un durcissement important ;
- le stade III dit stade parabolique où le durcissement décroît rapidement.

Ces trois mécanismes successifs se retrouvent sur les courbes de consolidation dont le schéma est présenté figure 1.1. La limite élastique τ_0 est aussi une caractéristique importante.

L'observation des lignes de glissement permet de préciser les mécanismes de déformation.

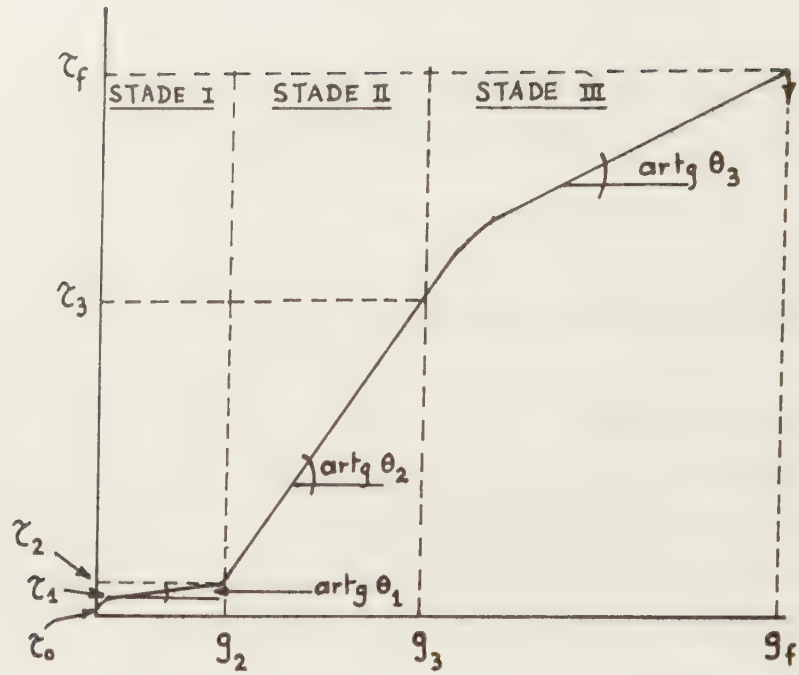


Figure 1.1 - Courbe de consolidation d'un monocristal c.f.c.

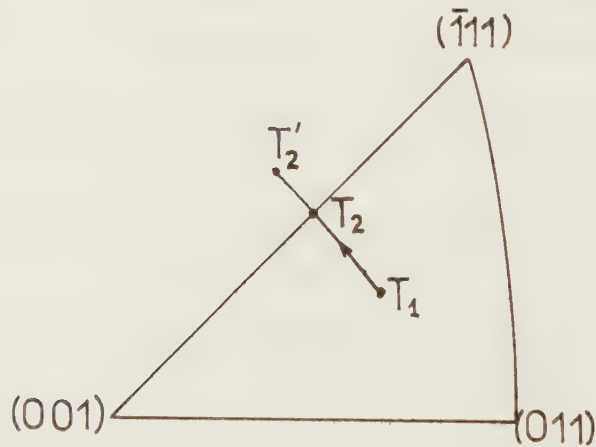


Figure 1.2 - Triangle stéréographique montrant la rotation de l'axe de la contrainte appliquée T.

Dans le stade I, les lignes de glissement sont fines et parallèles ; le stade II est caractérisé par des lignes courtes et sécantes, définissant un glissement simultané sur le système primaire et le système secondaire. Les glissements déviés sont caractéristiques du stade III.

b) Influence de l'orientation |13, 21, 54, 57, 88, 110|

Elle est surtout sensible pour le stade I. Lorsque l'axe de traction s'éloigne du centre du triangle stéréographique de référence, l'extension du stade I diminue ; le stade I disparaît lorsque l'axe de traction atteint les limites du triangle.

Partons tout d'abord d'une orientation telle que le point figuratif T_1 de l'axe de traction soit au voisinage du centre du triangle de référence (fig. 1.2). Le glissement sur un seul système de glissement provoque une rotation de l'échantillon, donc un déplacement du point T_1 vers T_2 . En T_2 la cisssion critique résolue est la même pour les deux systèmes de glissement primaire et secondaire. Il semble donc que le stade II doit commencer lorsque T_1 est en T_2 . En fait, cette interprétation n'est valable que si T_1 n'est pas trop éloigné de T_2 , sinon la déformation se poursuit sur un seul système jusqu'à ce que le point figuratif atteigne T'_2 , situé au-delà de T_2 . C'est ce qu'on appelle la consolidation sur les systèmes latents ou overshooting.

c) Influence de la température

L'augmentation de la température dans les essais donne :

- une décroissance de la limite élastique |110| ;
- une décroissance très rapide de la contrainte τ_3 à laquelle commence le stade III |13, 21, 54, 57, 88, 110| ;
- une diminution de l'extension du stade I ;
- une très faible variation du durcissement dans le stade II.

d) Rôle des dislocations

Pour mieux comprendre les mécanismes de la déformation, il est nécessaire de faire des observations à une échelle plus fine, celle des dislocations prises individuellement.

Dans les cristaux, préparés avec soin, les dislocations sont réparties à peu près uniformément, leur densité est environ 10^6 disl/cm² |83|.

- Le début de la déformation plastique correspond à une multiplication du nombre de dislocations et à leur glissement essentiellement dans le système primaire.

- Au cours de la déformation dans le stade I, on voit se former des bandes de glissement qui sont la structure fine des lignes de

glissement et correspondent à l'activation de nombreuses sources donnant lieu chacune à un petit nombre de dislocations. Lorsque la répartition des dislocations devient cellulaire, le stade II commence ; il est lié à un glissement important dans le système secondaire. Le stade III correspond à l'apparition de glissements déviés qui ont pour effet d'amincir les parois et de les orienter parallèlement aux plans (100), (110), et, dans une moindre mesure, (111).

1.1.2 - Influences du réseau sur les dislocations

Dans ce paragraphe, l'influence de la structure du cristal sur la configuration des dislocations est considérée en même temps que celles des contraintes et des énergies.

En effet, les dislocations mobiles possèdent une énergie potentielle (ou énergie libre) de déplacement qui reflète la périodicité du réseau. Une solution classique à ce potentiel de déplacement est le modèle de PEIERLS-NABARRO [129, 138]. Ce modèle est intéressant pour la détermination de la largeur et de l'énergie du coeur d'une dislocation. L'idée de l'énergie de PEIERLS mène à la conception de décrochements dans les lignes de dislocations. Ces défauts sont liés à la structure du coeur de la dislocation et sont importants dans les processus de glissement des dislocations à basse température et de montée des dislocations. Nous ne résumons, ici, que les résultats obtenus.

Ce modèle de PEIERLS et NABARRO [129, 138] présente certaines incertitudes car l'influence de la température et les contributions des déplacements dans une direction normale au plan de glissement ont été négligées et surtout la question de potentiel des interactions atomiques n'a pas été bien considérée. Les valeurs d'énergie obtenues par ce modèle sont donc au-dessous de la valeur réelle. Ceci a incité d'autres auteurs tels que FOREMAN et al [51], FRENKEL et KONTOROWA [56], MARADUDIN [112] à modifier le modèle de PEIERLS ou à présenter d'autres modèles plus simples. Cependant, leur opinion commune est que l'énergie de PEIERLS décroît lorsque la distance interréticulaire d croît, c'est-à-dire, pour les plans de faibles indices, avec une largeur de dislocations croissante. Ainsi, les dislocations coin ont une énergie de PEIERLS moins importante que les dislocations vis.

Une amélioration au modèle de PEIERLS est de supposer que l'énergie W_p est donnée par une équation phénoménologique décrivant l'énergie libre de déplacement comme une fonction de déplacement $\alpha = x/b$,

$$W_{(\alpha)} = \frac{W_p}{2} (1 - \cos \frac{2\pi \alpha b}{a}) = W_p \sin^2 \frac{\pi \alpha b}{a} \quad (1.8)$$

où a est la période de variation d'énergie dépendant de l'équivalent énergétique de la configuration de la dislocation, $a = b/2$ ou b .

La contrainte périodique de résistance du réseau associée à cette énergie $W_{(\alpha)}$ est :

$$\sigma_{(\alpha)} = \frac{1}{b} \frac{\partial W_{(\alpha)}}{\partial \alpha} = \frac{\pi W_p}{ab} \sin \frac{2\pi \alpha b}{a} \quad (1.9)$$

Les fonctions $W_{(\alpha)}$ et $\sigma_{(\alpha)}$ sont présentées figure 1.3.

La valeur maximale de $\sigma_{(\alpha)}$ est la contrainte de PEIERLS :

$$\sigma_p = \frac{\pi W_p}{ab} \quad (1.10)$$

où σ_p doit être considéré comme un paramètre phénoménologique.

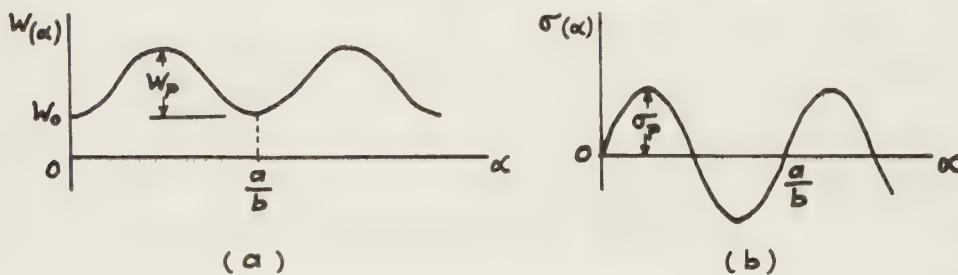


Fig. 1.3 - Courbes représentatives des fonctions $W_{(\alpha)}$ et $\sigma_{(\alpha)}$ (éq. 1.8 et 1.9).

1.2 - INFLUENCES DE LA VITESSE DE DEFORMATION

Jusqu'à présent, il n'y a aucune loi empirique qui permet de vérifier sur une grande échelle et de façon universelle la corrélation entre la vitesse de déformation et les paramètres tels que les contraintes appliquées et les températures. Les variations dans la structure cristalline, la taille des grains, la composition, les microstructures, etc... produisent divers types de réponse plastique très différents les uns des autres.

En dépit de la complexité du problème, quelques résultats ont été obtenus par la rationalisation des observations faites sur les influences de la vitesse de déformation. Dans ce paragraphe, quelques types de mécanismes de déformation seront présentés.

1.2.1 - Divers types de mécanismes de déformation

Selon l'importance de l'influence de la contrainte de cisaillement résolue τ , de la température T et de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$, on a quatre types de mécanismes principaux :

- les mécanismes d'amortissement visqueux ;
- les mécanismes d'activation thermique ;
- les mécanismes athermiques ;
- les mécanismes contrôlés par la diffusion.

La figure 1.4 montre les relations entre τ - T - $\dot{\epsilon}_p$ correspondant à ces quatre types de mécanismes de dislocations dans les monocristaux de AgMg [126, 127, 128].

1.2.2 - Mécanismes de frottement visqueux

Lorsque les contraintes sont suffisamment élevées pour forcer mécaniquement les dislocations à traverser toutes les barrières sans l'intervention de fluctuations thermiques, les mécanismes de frottement entrent en jeu.

Le niveau de contrainte nécessaire dépend de la contrainte athermique, de l'énergie totale pour l'activation thermique et de la température. Dans la plupart des résultats expérimentaux sur les métaux et alliages, on a montré que ce phénomène se produit lorsque la vitesse de déformation plastique a dépassé $3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ ou lorsque la vitesse des dislocations est supérieure à 10^3 cm/s .

La force de frottement visqueux par unité de longueur qui agit sur une dislocation mobile est :

$$\tau \cdot b = B_T \cdot v \quad (1.11)$$

où $\tau \cdot b$ est la force de frottement (τ , cisaillement résolue dans le plan de glissement et b , module du vecteur de Burgers), B_T , le coefficient total de frottement visqueux, v , la vitesse des dislocations mobiles.

B_T est la somme des cinq mécanismes de frottement visqueux des dislocations présentés dans le tableau 1.1. La contribution de l'amortissement thermoélastique au coefficient B_T est souvent négligeable.

Théoriquement, les coefficients de frottement B_i sont limités par la condition $v = \frac{V_s}{3}$, où V_s est la vitesse de l'onde de cisaillement.

Tableau 1.1 - Mécanismes de frottement visqueux des dislocations

Types de mécanisme	Références	Observations
a) <u>Thermo-élastique</u> $B_\theta = \frac{E_o b}{13 c} \quad (1.12)$	42,43,75	Perte d'énergie due à un flux thermique irréversible allant de la face compressive à la face de dilatation d'une dislocation coin mobile ; contribution nulle dans le cas d'une dislocation vis. Influence de la température comme dans E_o .
b) <u>Diffusion phonique</u> - LIEBFRIED et ESHELBY : $B_{dp} = \frac{E_o b}{10 c} \quad (1.13)$ - LOTHE : $B_{dp} = \frac{E_o b}{12 c} \quad (\text{au coeur de la dislocation})$	44,104,106, 109	La viscosité résulte de la différence entre les quantités de mouvement dues aux phonons diffusés à partir du front et de l'arrière d'une dislocation mobile. Selon E_o, le coefficient de frottement visqueux s'accroît légèrement en fonction de T qui est supérieure à la température de DEBYE.
c) <u>Diffusion des électrons</u> $B_{de} = \frac{3}{128} \frac{2\pi}{h} \left(\frac{B_c}{E_f} \right)^2 \left(\frac{q_m}{K_f} \right)^2 K_f^2 h^2 N_e b^2$ $\approx \frac{1}{16} \frac{B_c^2}{h^3} m_e^2 q_m^2 b^2 \quad (1.14)$	86,99,106	Diffusion des électrons dans les conducteurs électroniques par le champ de contrainte d'une dislocation mobile (mécanisme analogue à la diffusion phonique). Dans ce cas, le coefficient de frottement visqueux est indépendant de la température.
d) <u>Viscosité phonique</u> $B_p = \frac{b^2 \eta_2}{8 \pi a_o^2} \quad (1.15)$ $\eta_p = \frac{D E_o K_p}{C_v c^2}$	1,106,116, 117,118	Séparation des fréquences de vibration des différents modes phoniques, causée par la différence entre les vitesses de déformation plastique lorsque la dislocation se déplace. La perte d'énergie est due à la dissipation de la chaleur des phonons aux phonons qui sont à une température plus basse. Ce coefficient de frottement visqueux B_p s'annule à $T = 0^\circ K$ et s'accroît jusqu'à la température de DEBYE ; ensuite il croît légèrement avec T . B_p diffère entre les dislocations vis et les dislocations coin.

Tableau 1.1 - Mécanismes de frottement visqueux des dislocations (suite)

Types de mécanisme	Références	Observations
e) <u>Viscosité électronique</u> $B_e = \frac{b^2 \eta_e}{8 \pi a_o^2} \quad (1.16)$ $\eta_e = \frac{9 \cdot 10^{11} \cdot h^2 (3 \pi^2 N_e)^{2/3}}{5 e^2 \rho (2 \pi)^2}$	106,115,119	Variations de la quantité de mouvement dans les conducteurs électroniques dues au champ de déformation de la dislocation mobile et transfert de la quantité de mouvement des électrons aux phonons causé par la dissipation d'énergie. Ce coefficient B_e dépend énormément de la température selon l'évolution de $1/\rho$.

- a_o = rayon du coeur de la dislocation
 b = module du vecteur de Burgers
 B_i = coefficient de frottement
 B_c = constante de couplage électron-phonon
 C_v = chaleur spécifique par unité de volume
 c = vitesse du son
 $\mathcal{D}$ = constante de non-linéarité calculée par des constantes élastiques du 3ème ordre
 e = $4,8 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. = charge de l'électron
 E_o = densité d'énergie thermique
 E_f = énergie de Fermi
 h = constante de Plank
 K_p = conductivité thermique due aux phonons
 K_f = module du vecteur d'onde d'un électron au niveau de Fermi
 m_e = masse d'un électron
 η_p = viscosité phonique
 η_e = viscosité électronique
 N_e = nombre d'électrons libres par cm^3
 ρ = résistivité électrique en $\Omega\text{-cm}$
 q_m = composante de Fourier typique du champ de déformation associé à la dislocation.

1.2.3 - Mécanismes athermiques des dislocations

Les mécanismes athermiques, d'une manière inhérente, sont caractérisés par un accroissement continu de l'énergie libre lorsque la dislocation est soumise à des contraintes à travers le cristal ; il n'existe donc pas de

point maximum pour l'énergie libre et, par conséquent, le processus ne peut être facilité par des fluctuations thermiques ; les dislocations se déplacent uniquement sous l'action des contraintes athermiques définies dans le tableau 1.2.

Tableau 1.2 - Mécanismes athermiques des dislocations

Types de mécanismes	Exemples	Réf.	Contrainte athermique
a) Inhérents	1) Mécanisme à courte distance de Fisher	47	$\tau_{1A} = C N_A N_B \alpha_C E_B$ (1.17)
	2) Franchissement des parois d'antiphase	29	$\tau_{2A} = \frac{E_A}{\delta'} (1 - \frac{6b}{\delta'})$ (1.18)
b) Conditionnels	1) Franchissement des jonctions attractives	76,144 à 147	$\tau_{3A} = \beta_S G b \sqrt{\rho}$ (1.19)
	2) Contraintes de rappel à longue portée	155,166	$\tau_{4A} = \beta G b \sqrt{\rho}$ (1.20)

$$\tau_A = \sum_j \tau_{jA} = \text{niveau total de contraintes athermiques et actives} \quad (1.21)$$

$C = 16/\sqrt{6}$ pour les alliages à structure c.c.

N_A, N_B = fractions atomiques des atomes A et B

α_C = degré d'ordre de courte distance de Cowley

$E_B = E_{AB} - (E_{AA} + E_{BB})/2$ = énergie de liaison

γ_A = énergie par cm^2 de la paroi d'antiphases

δ' = diamètre du domaine d'antiphases

$\beta_S \approx \beta \approx 1/5$.

G = module de cisaillement

b = module du vecteur de Burgers

ρ = densité de dislocations

Les mécanismes athermiques conditionnels sont similaires aux mécanismes activés thermiquement dans le fait que l'énergie libre atteint une valeur maximale pendant le déplacement de la dislocation. Ils sont différents des mécanismes activés thermiquement car leur niveau maximum d'énergie libre est beaucoup plus important que kT et de longs segments de dislocations doivent être déplacés sur de grandes distances avant de pouvoir atteindre ce niveau maximum de l'énergie libre.

Les niveaux de contrainte athermiques qui dépendent des interactions de dislocations tels que τ_{3A} et τ_{4A} décroissent légèrement lorsque la température augmente suivant l'équation :

$$\tau_{jA} = \tau_{jA_0} G/G_0 \quad (1.22) \quad \text{où l'indice } 0 \text{ est pris en référence de la température au zéro absolu.}$$

En général, $\beta = 1/5$ est vérifié expérimentalement [12,96]. La valeur $\beta_s = 1/5$ trouvée par SAADA [148] tient compte des réactions de jonction mais néglige la dissociation des dislocations. D'après FOREMAN et MAKIN [53], β_s doit avoir une valeur beaucoup plus faible que $1/5$.

Dans les mécanismes athermiques, de manière conditionnelle, l'énergie libre atteint une valeur maximale très supérieure à kT par déplacement de longues dislocations sur de grandes distances.

1.2.4 - Mécanismes d'activation thermique

Aux basses températures et pour des vitesses de déformations conventionnelles, l'écoulement plastique dans les cristaux est dominé par une ou plusieurs séries de mécanismes thermiquement activés.

A vitesse de déformation constante, ces mécanismes (fig. 1.4) sont caractérisés par une décroissance rapide des contraintes d'écoulement lorsque la température croît. La température maximale T_c , à laquelle les mécanismes activés thermiquement sont prédominants, dépend des conditions mécaniques ; T_c augmente en même temps que l'énergie d'activation et la vitesse de déformation.

On distingue deux types de barrières à travers lesquelles les dislocations peuvent être activées thermiquement : les barrières linéaires et les barrières localisées. Le tableau 1.3 présente des exemples typiques de ces mécanismes. Dans les mécanismes de dislocations activés thermiquement à travers des barrières linéaires, le point commun est la nucléation du glissement résultant de la courbure de courts segments de dislocations à cause des fluctuations thermiques qui dépassent le niveau maximum nécessaire d'énergie libre ; lorsque la région de courbure se propage le long de la dislocation précédemment bloquée, il s'ensuit une décroissance de l'énergie libre. Par contre, lorsque les fluctuations thermiques dépassent le niveau maximum de l'énergie libre nécessaire pour le franchissement de l'obstacle, tous les mécanismes de déplacement des dislocations à travers des barrières localisées sont dûs à l'activation thermique individuelle des segments de dislocation qui soustendent chaque obstacle entrant en contact avec eux.

Les énergies d'activation correspondent à la quantité de travail minimale qui est nécessaire à l'activation des dislocations pour franchir les barrières sous des conditions de température, de pression et de contrainte effective constantes.

Tableau 1.3 - Mécanismes d'activation thermique des dislocations

Exemples	Réf.	Modèle-Type Vitesses des dislocations
A) <u>Barrières linéaires</u> a) de PEIERLS b) pseudo-PEIERLS c) de déviations d) de recombinaisons e) de COTTRELL-LOMER f) etc...	17,36,58, 67 à 69,77, 84,137,153 37 61,151 40 25	A) Modèle de PEIERLS par le taux de nucléation des paires de décrochements $v = \frac{\tau_p b^2 L v}{\pi^2 \Gamma_o} \exp \left\{ - \frac{U_n}{kT} \right\} \quad (1.23)$ $= 2 U_k (1 - \tau^*/\tau_p)^n \quad (1.24)$ $1 \leq n \leq 2$ pour des types classiques de collines de PEIERLS.
B) <u>Franchissement d'obstacles localisés</u> a) arbres de dislocations répulsifs b) champs de contrainte des solutés atomiques c) zones de GUINIER-PRESTON d) centres d'avaries par irradiation e) etc...	6,26,27,62, 124,152 23,24,49,97, 50,63,123 46,48,64,97 33,34,55, 156,158	B) Franchissement de simples obstacles rectangulaires en rangées carrées $v = \frac{vb^2}{\ell} \exp \left\{ - \frac{U_c}{k\pi} \right\} \quad (1.25)$ $U_c = \alpha \Gamma_o d_\ell - \tau^* b \ell d_\ell \quad (1.26)$

$\dot{\epsilon}_p = \rho_m b v$ = vitesse de déformation plastique (1.27)

ρ_m = densité de dislocations mobiles

v = vitesse moyenne des dislocations mobiles

τ_p = contrainte de PEIERLS

ν = fréquence de DEBYE

Γ_o = énergie moyenne de la dislocation par unité de longueur

L = distance entre deux points nodaux

ℓ = distance moyenne entre deux barrières

d_ℓ = largeur de la barrière

α = résistance relative de la barrière ($0 \leq \alpha \leq 2$)

τ^* = contrainte effective

U_n = énergie libre d'activation pour la formation d'une paire de décrochements

U_k = énergie de décrochement

U_c = énergie libre d'activation pour le franchissement des barrières localisées.

On attribue généralement aux activations thermiques, en se basant sur un modèle de corde vibrante, des fréquences en fonction de la fréquence fondamentale de vibration du segment de dislocation. Les imprécisions, qui en résultent, n'affectent pas les prévisions théoriques sur les vitesses moyennes de dislocations. Cependant, d'autres modèles plus sophistiqués peuvent aider à mieux comprendre le problème.

Les équations (1.23), (1.24) et (1.27) décrivent le modèle le plus simple pour l'activation thermique des dislocations à travers des barrières linéaires. Ce modèle peut être considéré comme un prototype : il a beaucoup de caractéristiques communes avec les autres mécanismes à caractère linéaire. Cependant, certaines différences persistent au niveau des influences de la configuration des dislocations et de la contrainte effective sur l'énergie libre d'activation. De telles différences servent souvent de fondements pour l'identification du mécanisme en jeu.

L'énergie libre d'activation nécessaire pour le franchissement des divers types d'obstacles localisés est différente selon des divers cas. En général, on détermine cette énergie libre d'activation par le diagramme (F - X) force-déplacement [6] (fig. 1.5). La valeur maximale de l'énergie libre d'activation est donnée par :

$$U_c = \int_{\tau^*_{bl}}^{F_m} (X_2 - X_1) \cdot dF \quad (1.28)$$

Le diagramme force-déplacement le plus simple est rectangulaire avec $X_2 - X_1$, uniformément égal à d_ℓ , et avec une force maximale $F_m = \alpha \tau_o$ sur une distance d_ℓ . L'énergie libre d'activation de ce modèle très simplifié est donnée par l'équation (1.26). On y fait l'approximation des conditions qui s'appliquent au cas où des dislocations de glissement non dissociées forment des crans par intersections avec des forêts de dislocations non-dissociées et répulsives. Lorsque les obstacles sont arrangés en rangées carrées de côté $\ell = L_s^2$, la vitesse de déformation plastique est donnée par l'approximation de SEEGER [179] :

$$\dot{\epsilon}_p = \rho_m b v = \rho_m b \left(\frac{vb}{L_s} \right) L_s \exp \left\{ - \frac{1}{kT} (\alpha \tau_o d_\ell - \tau^* b L_s d_\ell) \right\} \quad (1.29)$$

L_s étant la distance parcourue en fonction de la contrainte effective, il est aisé d'inclure la fréquence du mouvement inverse des dislocations dans l'équation (1.28) :

$$\dot{\epsilon}_p = \rho_m b^2 v \left| \exp \left\{ - \frac{1}{kT} (\alpha \tau_o d_\ell - \tau^* b L_s d_\ell) \right\} - \exp \left\{ - \frac{1}{kT} (\alpha \tau_o d_\ell + \tau^* b L_s^2) \right\} \right| \quad (1.30)$$

Si les obstacles, dans le plan de glissement, sont répartis de façon plus ou moins aléatoire, un nombre plus important d'obstacles sont en contact lorsque, sous l'action croissante de la contrainte effective, la dislocation s'arc-boute en rayons de courbure R plus petits.

FRIEDEL [140] a montré que la longueur d'une dislocation sous-tendue par de faibles obstacles aléatoirement répartis est :

$$\lambda = (2 R L_s^2)^{1/3} = \left(\frac{2 \Gamma_o L_s^2}{\tau^* b} \right)^{1/3} \quad (1.31)$$

où l'on considère qu'il existe un obstacle par aire L_s^2 dans le plan de glissement.

Si l'on introduit cette valeur λ dans les équations (1.25) et (1.26) en considérant la fréquence de réactions inverses [119], on obtient :

$$v = v_b L_s^2 \left(\frac{\tau^* b}{2 \Gamma_o L_s^2} \right)^{2/3} \exp \left\{ - \frac{1}{kT} \left| \alpha \Gamma_o d_\lambda - 2^{1/3} \Gamma_o d_\lambda \left(\frac{\tau^* b L_s}{\Gamma_o} \right)^{2/3} \right| \right\} \\ \left| 1 - \exp \left\{ - \frac{1}{kT} \left(\tau^* b L_s^2 + 2^{1/3} \Gamma_o d_\lambda \left(\frac{\tau^* b L_s}{\Gamma_o} \right)^{2/3} \right) \right\} \right| \quad (1.32)$$

La figure 1.6 résume les trois types d'approximation concernant les relations entre la contrainte effective τ^* et la température T ;

- a) l'approximation de SEEGER qui néglige la réaction inverse des dislocations ;
- b) l'approximation de SEEGER corrigée en considérant la réaction inverse ;
- c) l'approximation en régime permanent de FRIEDEL.

La correction sur la réaction inverse des dislocations n'est importante que pour les petites valeurs de τ^* ; les influences de τ^* sur la longueur λ des dislocations montrées par la correction aléatoire en régime permanent de FRIEDEL sont dues aux variations principales dans les corrélations entre τ^* et T .

Pendant la déformation, la contribution simultanée de plusieurs mécanismes d'activation thermique différents rend difficile l'identification des mécanismes individuels de dislocations. Cependant, deux remarques peuvent aider à définir un mécanisme prédominant :

- 1) lorsque chaque dislocation subit une série de mécanismes différents, le mécanisme le plus lent contrôle la vitesse de déformation ;

2) lorsque le glissement des dislocations est la conséquence de plusieurs mécanismes alternés, c'est celui qui a la plus grande vitesse de déformation qui contrôle cette vitesse.

1.2.5 - Mécanismes contrôlés par la diffusion

A faible contrainte et aux températures légèrement supérieures à $0,5 T_f$, la plupart des métaux et alliages se déforment par fluage contrôlé par la diffusion. La figure 1.4 montre qu'à vitesse constante en régime permanent, le fluage contrôlé par la diffusion est caractérisé par la décroissance rapide des contraintes en fonction de l'augmentation de la température.

Les divers mécanismes de ce type sont présentés dans le tableau 1.4 [12].

Tableau 1.4 - Mécanismes de fluage contrôlé par la diffusion

Mécanismes	Relations
A. Montée de dislocations	$\frac{\dot{\epsilon}_S}{D_V} \frac{kT}{Gb} = 2,5 \cdot 10^6 (\sigma/G)^{m'} \quad (1.33)$ $4,2 \leq m' \leq 6,7$
B. Montée dans les alliages écrouis par dispersion	$\frac{\dot{\epsilon}_S}{D_V} \frac{kT}{Gb} = K_1 \frac{\lambda^2}{br} (\sigma/G)^{m'} \quad (1.34)$ $6,0 \leq m' \leq 8,0$
C. Glissement visqueux	$\frac{\dot{\epsilon}_S}{D_V} \frac{kT}{Gb} = 0,5 (\sigma/G)^{m'} \quad (1.35)$ $3,0 \leq m' \leq 3,5$
D. NABARRO	$\frac{\dot{\epsilon}_S}{D_V} \frac{kT}{Gb} = 5 (b/d)^2 (\sigma/G) \quad (1.36)$
E. COBLE	$\frac{\dot{\epsilon}_S}{D_g} \frac{kT}{Gb} = 50 (b/d)^3 (\sigma/G) \quad (1.37)$
F. Superplasticité	$\frac{\dot{\epsilon}_S}{D_g} \frac{kT}{Gb} = K_2 (b/d)^2 (\sigma/G)^2 \quad (1.38)$

$\dot{\epsilon}_S$ = vitesse de fluage en régime permanent

k = constante de BOLTZMANN

T = température absolue

D_V = coefficient de diffusion volumique

D_s = coefficient de diffusion entre atomes en solution

D_g = coefficient de diffusion au joint de grains

G = module de cisaillement élastique

b = module du vecteur de Burgers

d_g = diamètre moyen des grains

σ = contrainte appliquée

K_1 et K_2 sont des constantes

λ = espacement entre des particules

r = rayon des particules.

Les fluages de NABARRO [130], de COBLE [22] et superplastique [12] sont dûs aux changements de la forme du grain par action directe des flux de lacunes sous des influences de gradients de potentiels chimiques. Les fluages par montée de dislocation [172, 173] et par glissement visqueux [171] sont dûs à la vitesse moyenne de glissement des dislocations relâchées par montée.

Les quatre principaux mécanismes sont décrits de façon individuelle, mais durant la déformation, plusieurs mécanismes peuvent intervenir en même temps, contribuant ainsi à la complexité du problème,

Dans les expériences que nous avons réalisées, la déformation est produite par une impulsion magnétique très rapide (de l'ordre de 30 μs). La déformation se produit ainsi à grande vitesse ($\dot{\epsilon} \geq 3 \cdot 10^3 s^{-1}$). Ceci permet, a priori, d'écarter la plupart des phénomènes élémentaires décrits plus haut et de retenir principalement le mode de déformation par glissements et frottements visqueux.

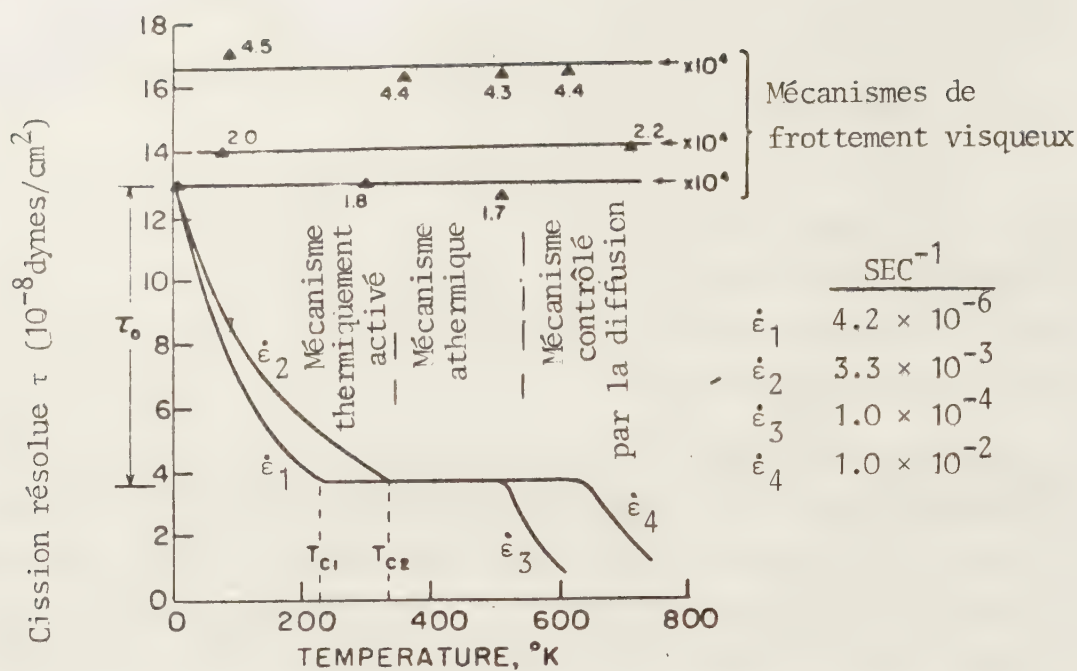


Figure 1.4 - Relation entre la cission résolue τ , la température T et la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$, correspondant aux quatre types de mécanismes principaux sur la mobilité des dislocations (cas du monocristal Ag Mg).

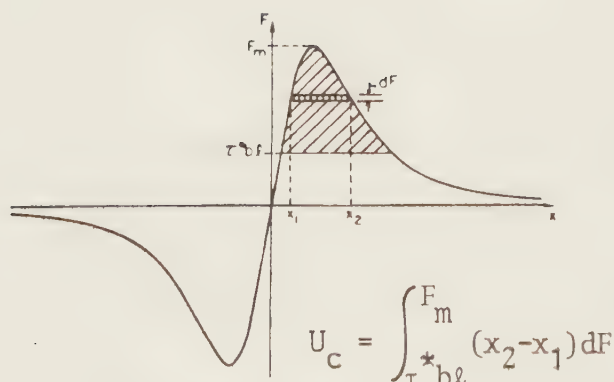


Figure 1.5 - Diagramme "force-déplacement" et énergie libre d'activation, U_C , pour le franchissement des obstacles localisés.

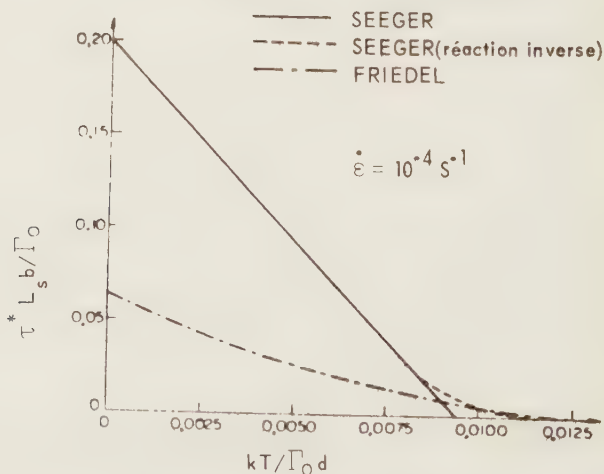


Figure 1.6 - Influences de l'activation inverse et de l'approximation de FRIEDEL sur la relation entre τ^* et T dans le cas des obstacles localisés, répartis de façon aléatoire.

Chapitre 2

METHODES EXPERIMENTALES

Nous soumettons des éprouvettes monocristallines de métaux cubiques à faces centrées (cuivre, aluminium) à des champs magnétiques intenses et pulsés,

Les inductions magnétiques $\vec{B}$ atteignent 11 Teslas en 27 μ s. Ces champs créent dans l'épaisseur de peau du métal des contraintes radiales,

2.1 - DESCRIPTION DU DISPOSITIF DE DEFORMATION

La figure 2.1 représente le schéma du dispositif constitué d'une batterie de condensateurs et d'une bobine d'induction cylindrique.

C'est un circuit oscillant amorti. Le courant de décharge est représenté en fonction du temps dans la figure 2.2.

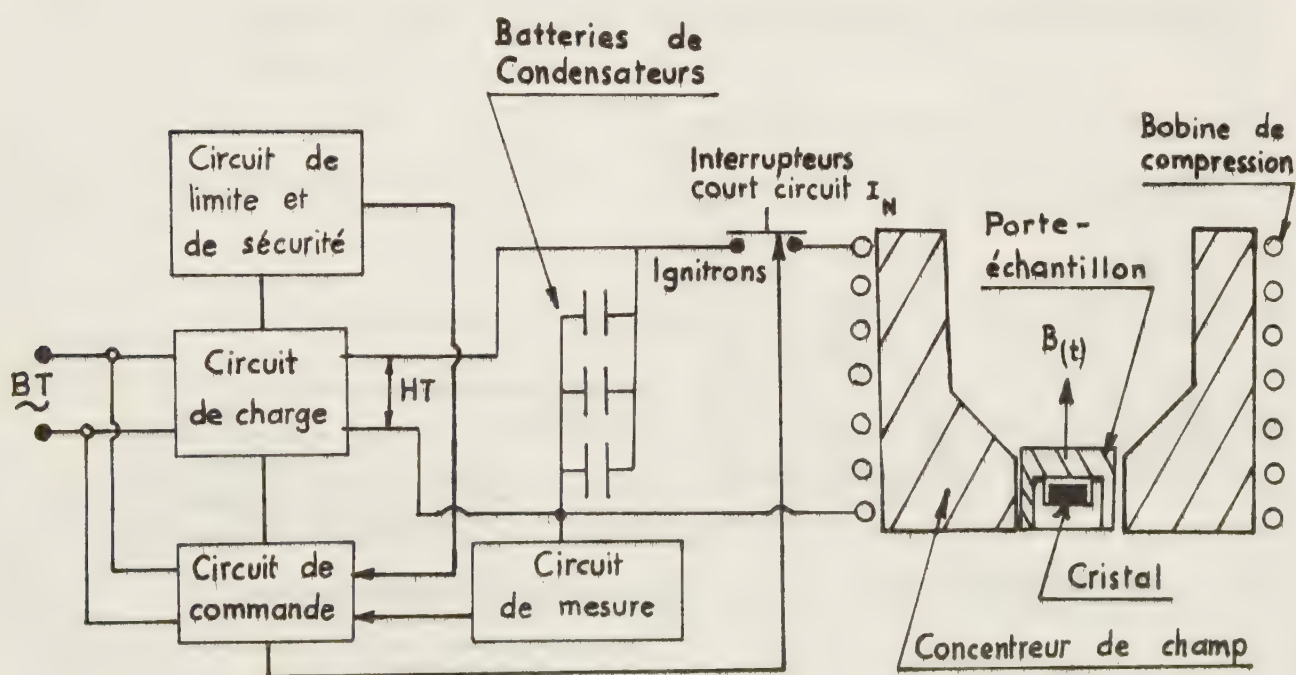


Figure 2.1 - Schéma du dispositif de déformation par champ magnétique.

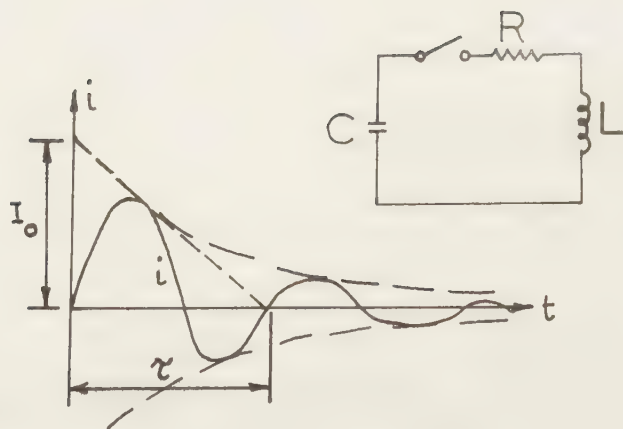


Figure 2.2 - Courant de décharge en fonction du temps :

$$i = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \sin \omega t$$

L'amortissement est important ; la durée de la première impulsion de décharge est de l'ordre de 50 μ s. La fréquence du courant est de 10 kHz. L'intensité maximale par condensateur atteint 35 kA d'où la nécessité d'utiliser des ignitrons. Le courant de décharge donne naissance à une impulsion de champ magnétique de très brève durée.

2.2 - MESURE DIRECTE DU CHAMP $B(t)$

Pour les calculs des ondes de pression, il est important de mesurer la valeur des champs magnétiques dans le conformateur.

La mesure directe peut être obtenue à l'aide d'une bobine sonde placée dans le conformateur et reliée directement à un circuit intégrateur aux bornes d'un oscilloscope. Ce dispositif de mesure est présenté (fig. 2.3).

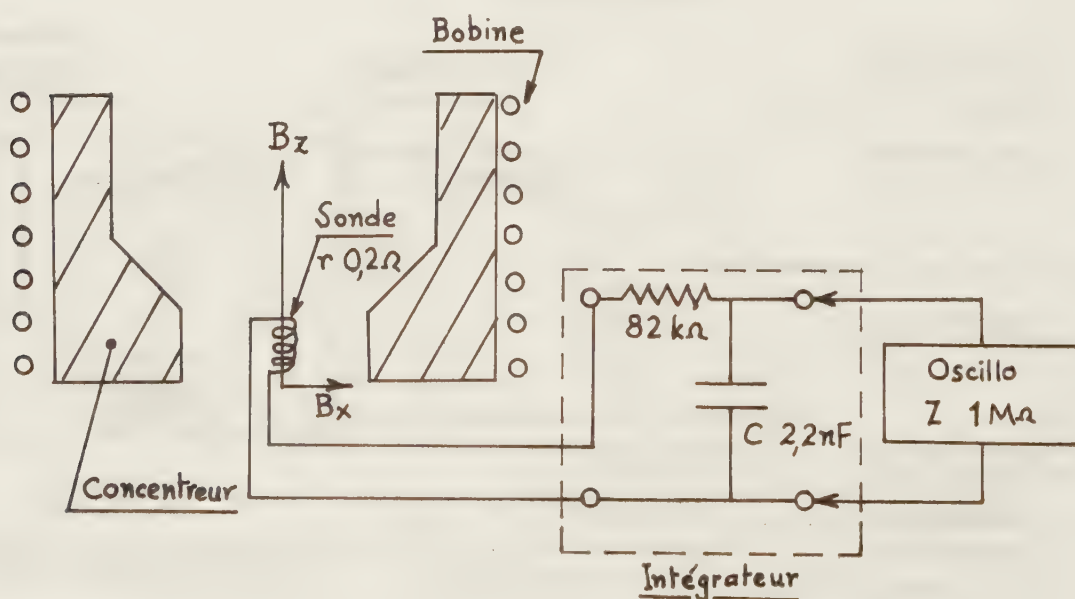


Fig. 2.3 - Dispositif de mesure des champs magnétiques dans le conformateur.

La fonction de transfert de l'intégrateur est : $\frac{V_s}{V_e} = \frac{1}{1 + sT}$, où V_s est la tension de sortie, V_e , la tension d'entrée et $T = RC$.

A partir des approximations asymptotiques dans le plan de Bode, on vérifie que la pulsation du phénomène est $\omega = 5,34.10^4 \text{ rad/s} = \frac{10}{T}$; il se produit donc un déphasage proche de $\pi/2$ correspondant à un gain de 21,5 db.

Le signal enregistré sur l'oscilloscope donne la valeur de l'induction magnétique dans le conformateur $B_{1z} = f(t)$ (fig. 2.4).

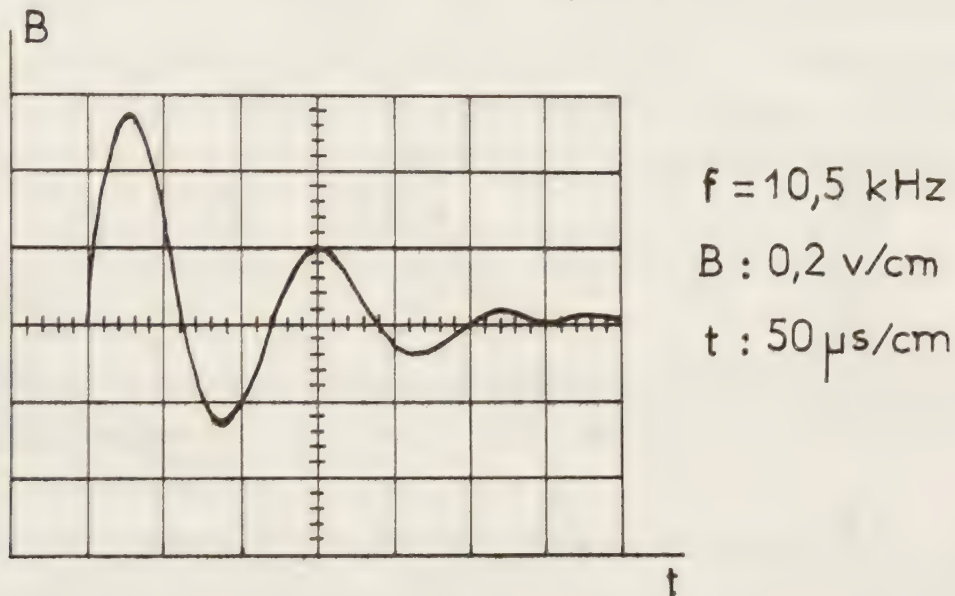


Fig. 2.4 - Induction magnétique dans le conformateur en fonction du temps (Générateur 6 kJ, $\omega = 5,34.10^4 \text{ rad/s}$)

Le temps mis pour atteindre le premier maximum de l'impulsion magnétique (3_{1z}) est constant, quelle que soit la valeur de la charge ; on a :

$$t = t_M = \frac{\text{artg } \omega t}{\omega} = 27,3 \mu\text{s}$$

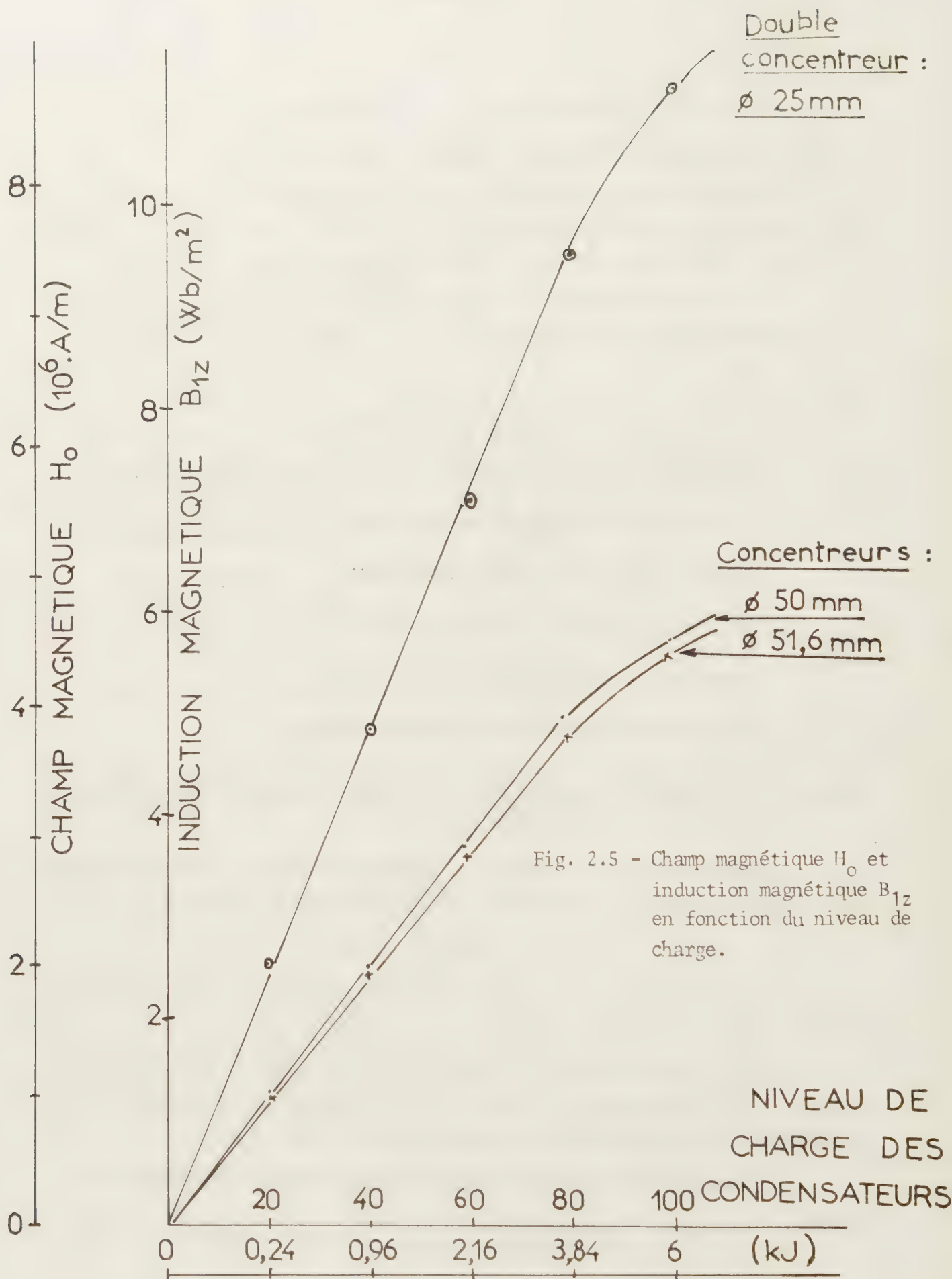
La durée totale de l'impulsion est fonction de la charge et varie de 2.10^{-4} à 4.10^{-4} s .

Pour un conformateur de champ dont la partie qui fournit un travail effectif a pour dimensions $\varnothing = 50 \text{ mm}$, $h = 30 \text{ mm}$, on atteint des champs maxima d'induction de 6 Wb/m^2 pour une énergie de 6 Kj.

L'équation de l'induction magnétique en fonction du temps est dans ce cas :

$$B(t) = B_0 \cdot \exp(-7,6.10^3 t) \cdot \sin 5,23.10^4 \cdot t \quad (2.1)$$

L'évaluation du champ magnétique H_0 est faite par B_0 à partir des courbes expérimentales.



La valeur de l'impulsion magnétique peut être réglée et limitée par un circuit de limite de charge des condensateurs. Dans la figure 2.5, B_{1z} et H_0 sont représentés en fonction des valeurs de niveau de charge et de l'énergie des condensateurs.

2.3 - EVALUATION DE LA PRESSION MAGNETIQUE $P_{(t)}$ INDUITE

2.3.1 - Théorie du champ électromagnétique appliquée au formage des métaux. (a) Cas général : Champ électromagnétique dans un métal

Compte tenu de la fréquence utilisée dans ce processus de formage, ($f < 100$ kC), où le parcours du champ électromagnétique est très supérieur aux dimensions de l'élément fournissant le travail effectif, nous pouvons poser les hypothèses de départ suivantes :

- toutes les quantités peuvent être traitées comme des phénomènes quasi-stationnaires, négligeant ainsi le retard des champs ;
- pour simplification, nous nous limitons d'abord au cas général où la pénétration du champ électromagnétique dans le métal est petite devant les dimensions de l'échantillon métallique ;
- le matériau utilisé doit être conducteur (temps de relaxation $\epsilon/\gamma < 1$, où ϵ est la constante diélectrique du matériau et γ sa conductivité électrique) ;
- ensuite, d'autres hypothèses seront posées pour aborder le calcul des contraintes dans le cas particulier de nos éprouvettes annulaires.

** Dans le cas d'un conducteur semi-infini traversé par un courant uni-directionnel dirigé selon l'axe z (fig. 2.6), les équations de Maxwell sont réduites à la forme :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} = \vec{i}_z \quad (\text{théorème d'Ampère}) \\ \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} &= -j \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j \frac{\partial B_y}{\partial t} \quad (\text{Maxwell-Faraday}) \\ \vec{i}_z &= \gamma \vec{E}_z \\ \vec{B}_y &= \mu \vec{H}_y \end{aligned} \tag{2.2}$$

Il s'ensuit :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial x^2} = \mu \gamma \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}_y}{\partial x^2} = \mu \gamma \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial t} \tag{2.4}$$

où $\vec{H}$ est le champ magnétique (ainsi que $\vec{H}_y$)
 $\vec{i}_z$, la densité de courant
 $\vec{E}$, $\vec{E}_z$, les champs électriques
 $\vec{B}_y$, l'induction magnétique
 γ , la conductivité électrique
 et μ , la perméabilité magnétique

En admettant que la solution de l'équation 2.4 est de la forme :

$$h_y = \frac{H_y}{H_{y(0)}} = A(x) B(t) + C(x) D(t)$$

et en posant comme conditions aux limites :

$x = 0$ (champ magnétique à la surface du métal)

$x \rightarrow \infty$ (champ en un point x de l'épaisseur de peau du métal)

on a :

- le champ en surface : $H_{y(0,t)} = H_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \sin \omega t$ (2.5)

et en un point x de l'épaisseur de peau :

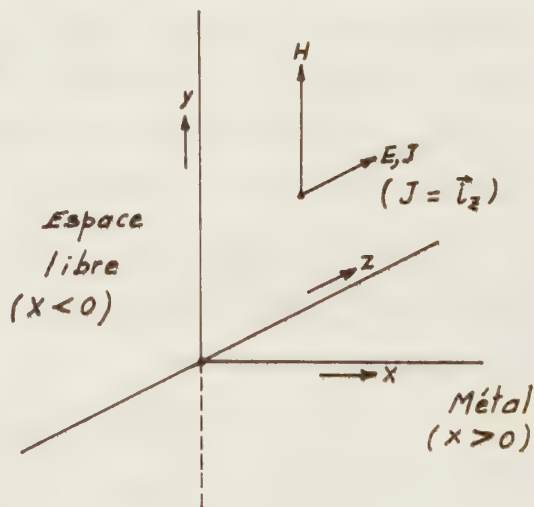
$$H(x,t) = H_0 \cdot e^{-(\epsilon x + \frac{t}{\tau})} \cdot \sin(\omega t - \delta x) \quad (2.6)$$

avec :

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \cdot \sqrt{-\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}$$

Fig. 2.6



- le courant induit :

$$i_x(x,t) = i_0 \cdot e^{-(\epsilon x + \frac{t}{\tau})} \cdot \sin(\omega t - \delta x + \phi) \quad (2.7)$$

avec :

$$i_0 = -\sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \sqrt{2} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2} H_{y(0)}$$

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\delta}{\epsilon} = \frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}$$

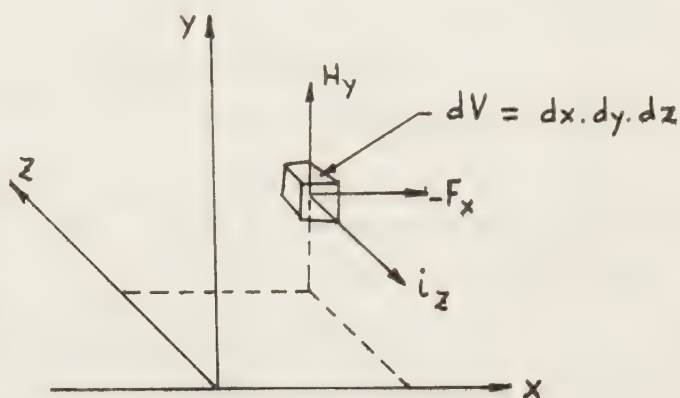
- le champ électrique proportionnel à $i_z(x,t)$:

$$E_z(x,t) = \frac{i_z(x,t)}{\gamma}$$

(b) - Evaluation de $P_{(t)}$ induite

Considérons un élément de volume unitaire $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ d'un corps métallique (fig. 2.7) ;

Fig. 2.7 - Pression magnétique sur les faces d'un solide de volume élémentaire d'un corps métallique.



la force agissant sur ce volume est :

$$d\vec{F}_{(x,y,z)} = \vec{i}_{(x,y,z)} \wedge \vec{B}_{(x,y,z)} \cdot dV \quad (2.8)$$

$$= \mu \vec{i}_{(x,y,z)} \wedge \vec{H}_{(x,y,z)} \cdot dV \quad (2.9)$$

avec $\vec{i}_{(x,y,z)}$ = densité de courant

et $\vec{B}_{(x,y,z)}$ = induction magnétique.

Si nous nous limitons à notre cas d'application, avec :

$$\vec{i}_{(x,y,z)} = \gamma \vec{i}_z \quad \text{et} \quad \vec{H}_{(x,y,z)} = j \vec{H}_y, \quad (2.10)$$

la force agissante se réduit à F_x (force normale au plan y-z dirigée selon l'axe des x) ; on a donc :

$$dF_x = \mu \vec{i}_z \cdot \vec{H}_y \cdot dV \quad (2.11)$$

En considérant que la contrainte totale, développée dans l'épaisseur de peau du métal au temps t , est la somme de toutes les contraintes élémentaires développées dans les éléments dx (plans parallèles au plan y - z) (fig. 2.8), on obtient :

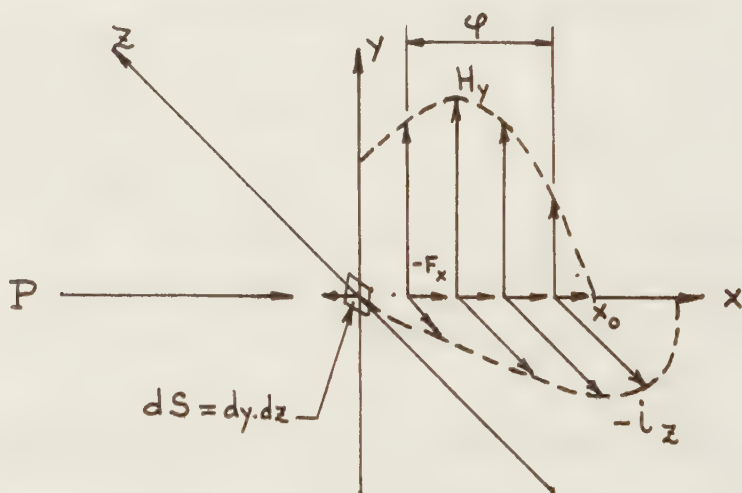
$$P = - \int_0^x \frac{dF_x}{dy \cdot dz} = - \int_0^x \mu i_z \cdot H_y \cdot dx \quad (2.12)$$

Les relations (2.6) et (2.7) montrent que le courant précède le champ d'une valeur ϕ ($\phi \approx \frac{\pi}{4}$). Si l'on se réfère à la figure 2.8, on remarque que :

- le champ magnétique $H_{y(x,t)}$ s'annule pour $x_0 = \frac{\omega t}{\delta}$; au delà de x_0 , $H_{y(x,t)}$ est donc nul ;
- le courant $i_{z(x,t)}$ est nul pour $x_1 = \frac{\omega t + \phi}{\delta}$, soit $x_1 = x_0 + \frac{\phi}{\delta}$ ($x_1 > x_0$ quel que soit le temps) ; donc le courant ne peut s'annuler entre $x = 0$ et $x = x_0$.

Pour ce calcul, les contraintes dynamiques créées dans le volume de peau du cristal sont supposées s'exerçant en $x = x_0$ parce que l'onde rentre à $t = 0$ dans le cristal et x_0 représente à t la portion de cristal baignée par l'onde.

Fig. 2.8



Compte tenu des valeurs de H_y pour $x = 0$ et pour $x = x_0$ dans le métal,

$$P = - \mu \int_{H_y(x=0)}^{H_y(x=x_0)} H_y \, dy = - \frac{\mu}{2} |H_y|^2 \Big|_{H_y(x=0)}^{H_y(x=x_0)} \quad (2.13)$$

avec :

$$\begin{aligned} H_{y(x=0)} &= H_{y(0,t)} = H_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \sin \omega t \\ H_{y(x=x_0)} &= 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

d'où :

$$P(t) = \frac{\mu}{2} \cdot H_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{2t}{\tau}\right) \cdot \sin^2 \omega t \quad (2.15)$$

avec :

- μ = perméabilité magnétique ($\mu_r = 1$, pour les métaux non ferreux),
- H_0 = champ magnétique à l'instant $t = 0$,
- τ = la constante de temps,
- ω = la pulsation.

La figure 2.9 montre l'allure de la fonction $P(t)$ pour un niveau de charge des condensateurs équivalent à 40 % de la charge totale du dispositif, soit une énergie de 0,96 kJ.

$$P(t) = 4,06 \cdot 10^{-7} \cdot H_0^2 \quad (2.16)$$

$\left[\frac{N}{m^2} \right]$

$[A/m]^2$

avec :

- $\mu = \mu_r \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$
- $t = 27,3 \mu s$
- $\tau = 1,2 \times 10^{-4} s$
- $\omega = 5,23 \times 10^4 \text{ rad/s}$.

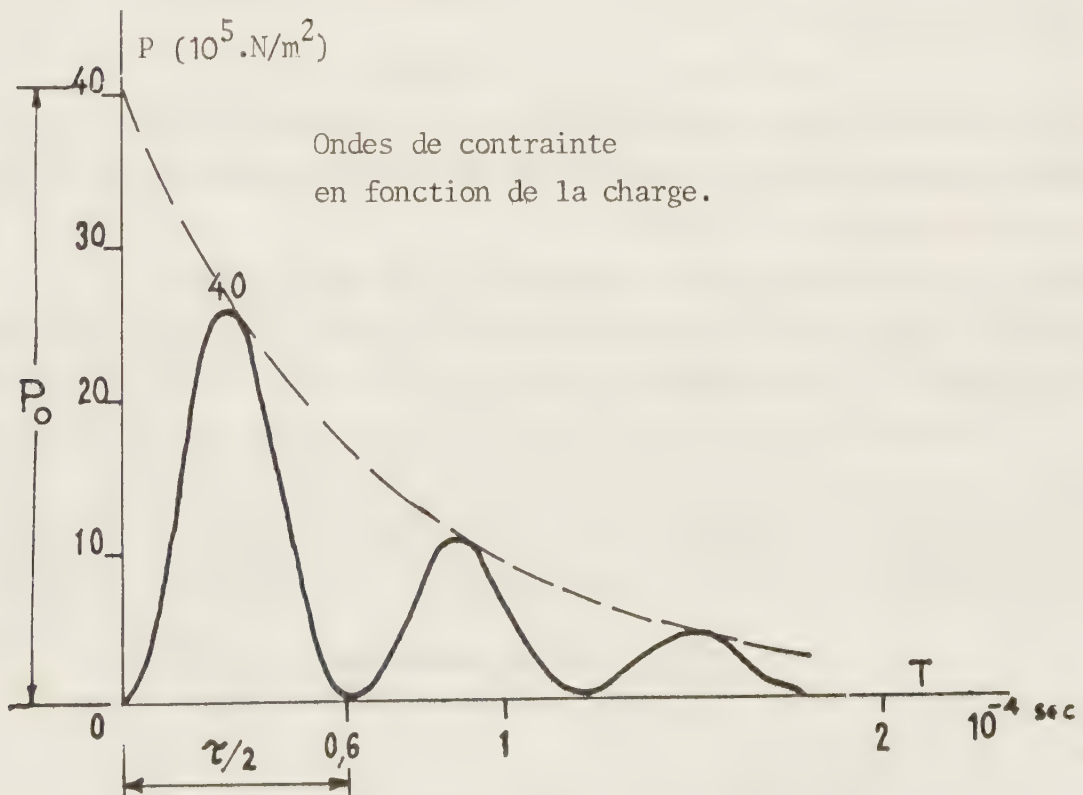


Fig. 2.9

Les valeurs d'impulsions magnétiques sont obtenues par intégration de l'équation (2.15). Les résultats montrent que les valeurs du deuxième et du troisième pics d'impulsions sont négligeables devant celle du premier, celui-ci étant situé dans l'intervalle de temps $(0 \leq t \leq \tau/2)$.

On a donc :

$$J(t) = -\frac{\mu}{8} \cdot H_0^2 \cdot [0,184 \sin \omega \tau + (0,368 \cos \omega \tau - 1,632) - 0,632 \omega^2 \tau] \quad (2.17)$$

dans notre cas : $\mu = \mu_r \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ (}\mu_r = 1\text{)}$
 $\omega = 5,23.10^4 \text{ rad/s}$
 $\tau = 1,2.10^{-4} \text{ s}$

et
$$\mathcal{J}(t) \approx 33,22 \cdot 10^{-3} \cdot H_0^2 \quad (2.18)$$

$\downarrow$
 $\left| \frac{\text{N.s}}{\text{m}^2} \right|$

$\downarrow$
 $[\text{A/m}]^2$

Les valeurs des impulsions magnétiques $\mathcal{J}(t)$ et de pression $P(t)$ sont représentées en fonction de H_0 sur la figure 2.10 et le tableau (2.1).

(c) Remarques :

- 1 - Le terme d'amortissement des champs est $e^{-(\epsilon x + \frac{t}{\tau})}$.
- 2 - Le courant précède le champ d'une valeur ϕ ($\phi \approx \frac{\pi}{4}$).
- 3 - Le champ magnétique $H_{y(x,t)}$ s'annule pour $x_0 = \frac{\omega t}{\delta}$; au-delà de x_0 , $H_{y(x,t)}$ est nul (fig. 2.8).
- 4 - Le courant $i_{z(x,t)}$ est nul pour $x_1 = x_0 + \frac{\phi}{\delta}$ ($x_1 > x_0$ quel que soit le temps) ; il ne peut s'annuler entre la surface du métal ($x = 0$) et l'intérieur du métal ($x = x_0$) ; on ne peut donc avoir au même instant t deux sollicitations opposées dans le métal.
- 5 - La distance traversée par le champ magnétique est $x_0 = \frac{\omega t}{\delta} \approx \frac{\omega t}{1,09} e_p$ (e_p = épaisseur de peau du métal) ; x_0 représente à l'instant t la portion du cristal baignée par l'onde.
- 6 - Dans une sollicitation, il faut tenir compte de la pénétration $x(t)$ de l'onde de contrainte liée à la vitesse V du front d'onde, qui diffère pour chaque métal. On a, pour la vitesse des fronts d'onde de pression :

$$V = \frac{\omega}{\delta} = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{(1 + \frac{1}{\omega \tau})^2}}} \approx \frac{\omega}{1,09} e_p$$

avec : ω = la pulsation
 γ = la conductivité électrique
 ρ = la résistivité électrique
 f = la fréquence
 μ = la perméabilité magnétique
 e_p = l'épaisseur de peau

7 - Pour une amélioration du formage, il faudrait, pour une certaine épaisseur x de métal, soit augmenter la pente du front d'onde, soit diminuer la vitesse V (c'est-à-dire augmenter γ ou diminuer ω).

8 - Pour que toute l'énergie soit absorbée par l'échantillon, il faut une épaisseur de métal supérieure à l'épaisseur de peau :

$$e_p = \sqrt{\frac{2}{\mu \gamma \omega}} = \sqrt{\frac{\rho}{\mu \pi f}},$$

avec : ρ = la résistivité électrique

μ = la perméabilité magnétique

f = la fréquence

γ = la conductibilité électrique

ω = la pulsation

9 - Du point de vue électrique, un matériau subit une sollicitation maximale lorsque l'épaisseur de l'échantillon dépasse l'épaisseur de peau. Par contre, aux épaisseurs élevées, la résistance mécanique va à l'encontre de la déformation. Le dimensionnement optimal des échantillons est obtenu en tenant compte de ces deux critères antagonistes.

10 - La variation de fréquence modifie la phase entre H_y et i_z ainsi que la vitesse V de propagation de l'onde. La contrainte maximale décroît avec la pulsation ω .

11 - Dans le cas où la dimension ΔR de l'échantillon est très supérieure à $2e_p$, ces contraintes dynamiques créées dans le volume de peau du cristal sont supposées s'exerçant en $x = x_0$. x_0 représente à l'instant t la portion du métal baignée par l'onde et le champ magnétique H_y s'annule à $x = x_0$.

12 - L'épaisseur de peau e_p dépendant de la conductivité donc de la température, $x_0 = \frac{\omega t}{1,09} e_p$ varie donc selon la température. La répartition des contraintes à l'intérieur des échantillons est donc très différente dans les deux cas suivants :

$$- 2 e_p \gg \Delta R$$

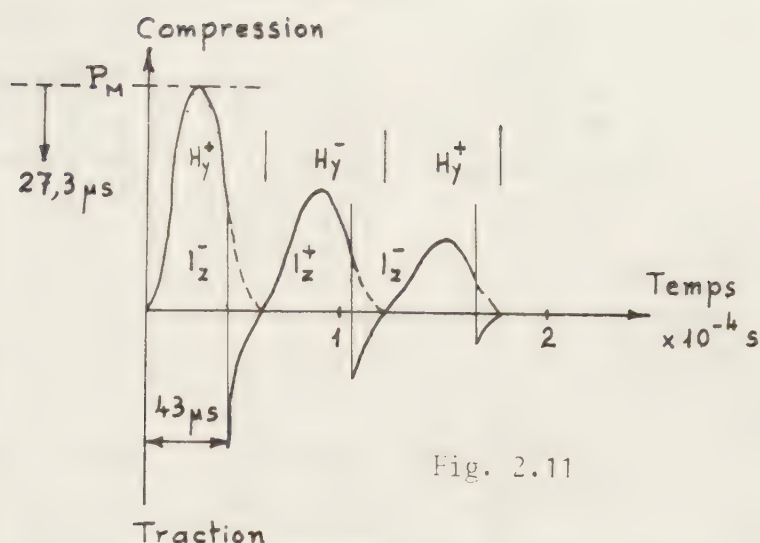
ΔR = dimension de l'échantillon

$$- 2 e_p \ll \Delta R$$

13 - Le cristal est sollicité en extension et en compression successivement, mais la partie extension (p^+) étant très faible par rapport à la partie compression pure (p^-) à cause de l'avance du courant i_z sur le champ magnétique H_y , nous négligerons (p^+) (fig. 2.11).

Fig. 2.10 - Valeurs maximales du premier pic de contraintes et impulsions en fonction du champ magnétique.





14 - Les deuxième et troisième pics de contrainte ont des valeurs négligeables devant celle du premier pic. Ce premier pic de contrainte peut atteindre un maximum de $1,5 \text{ N/m}^2$, la durée de ce pic est voisine de $43 \mu s$.

15 - Le champ magnétique inducteur est maximum à $t = 27,3 \mu s$.

16 - Les valeurs de $P(t)$ calculées précédemment sont valables pour un concentrateur de champ de diamètre intérieur $\emptyset = 50 \text{ mm}$. Ces valeurs varient selon le diamètre du concentrateur. L'équation de conversion des valeurs est :

$$\begin{aligned} \text{- pour le champ :} \quad & \frac{B_2}{B_1} = \frac{\emptyset_1}{\emptyset_2} = \frac{H_2}{H_1} \\ \text{- pour la pression :} \quad & \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 = \left(\frac{\emptyset_2}{\emptyset_1} \right)^2 \end{aligned}$$

avec : $\emptyset_1 = 50 \text{ mm}$ (diamètre du premier concentrateur)

$\emptyset_2$, diamètre du nouveau concentrateur

H_1 , champ magnétique avec le premier concentrateur

H_2 , champ magnétique du nouveau concentrateur

P_1 , pression avec le premier concentrateur

P_2 , pression avec le nouveau concentrateur.

Le concentrateur de champ utilisé pour les expériences à température ambiante a un diamètre intérieur de 50 mm . Pour les essais aux basses températures, le concentrateur utilisé a un diamètre intérieur de $51,6 \text{ mm}$ de façon que la queue en verre du cryostat puisse y être introduite.

A l'aide d'un petit concentrateur de diamètre intérieur ($\emptyset = 25 \text{ mm}$), on a pu doubler la valeur du champ, quadruplant ainsi la valeur de la contrainte.

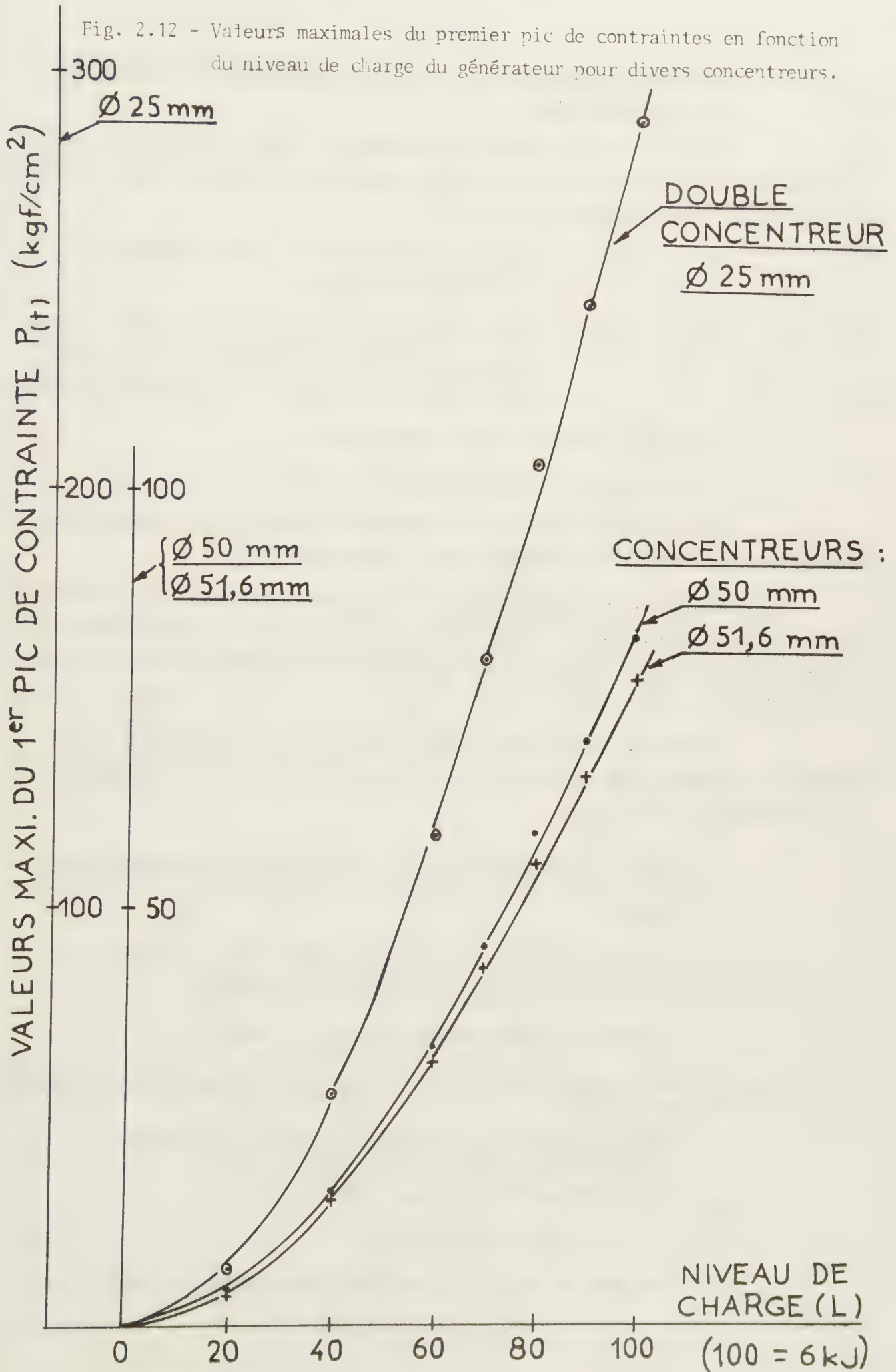
Les courbes de pression magnétique en fonction du niveau de charge des condensateurs sont représentés en figure 2.12 pour chaque type de concentrateur de champ.

Tableau 2.1 : Valeurs de $B(t)$, H_o , $P(t)$ et $\mathcal{I}(t)$ en fonction du niveau de charge pour divers concentrateurs.

		Concentreur $\varnothing_{int} = 50\text{ mm}$				Concentreur $\varnothing_{int} = 51,6\text{ mm}$				Concentreur $\varnothing_{int} = 25\text{ mm}$			
	Energie	$B(t)$	H_o	$P(t)$	$\mathcal{I}(t)$	$B(t)$	H_o	$P(t)$	$\mathcal{I}(t)$	$B(t)$	H_o	$P(t)$	$\mathcal{I}(t)$
Niveau de charge													
%	KJ	Tesla	10^6 .A/m	10^5 N/m^2	10^9 N-s/m^2	Tesla	10^6 .A/m	10^5 N/m^2	10^9 N-s/m^2	Tesla	10^6 .A/m	10^5 N/m^2	10^9 N-s/m^2
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
20	0,24	1,29	1,03	4,31	35,23	1,25	0,99	3,98	32,55	2,49	1,98	15,92	130,22
40	0,96	2,48	1,97	15,77	128,9	2,4	1,91	14,81	121,17	4,81	3,82	59,25	484,7
60	2,16	3,64	2,9	34,1	279,34	3,53	2,81	32,06	262,27	7,05	5,62	128,23	1049,1
80	3,84	4,88	3,88	61,17	500,04	4,73	3,77	57,71	472,09	9,46	7,54	230,82	1888,38
100	6	5,65	4,50	82,14	672,62	5,52	4,4	78,6	643,06	11,05	8,79	313,69	2566,4

$B(t)$: induction magnétique [Tesla]
 H_o : champ magnétique [A/m] $\rightarrow (B = \mu . H_o = 4 . \pi . 10^{-7} . H_o)$
 $P(t)$: pression magnétique induite [N/m²]
 $\mathcal{I}(t)$: impulsion magnétique [N-s/m²]

Fig. 2.12 - Valeurs maximales du premier pic de contraintes en fonction du niveau de charge du générateur pour divers concentrateurs.



2.3.2 - Calcul des contraintes à l'intérieur des éprouvettes annulaires selon la température

Compte tenu des remarques précédentes, l'état de contrainte dans la déformation à haute vitesse par des champs magnétiques intenses dépend essentiellement des trois paramètres suivants :

- $x_0 = \frac{\omega t}{1,09} \cdot e_p$, qui est la pénétration du champ magnétique H_y à l'intérieur du métal ;
- $e_p = \sqrt{\frac{\rho}{\mu \pi f}}$ est l'épaisseur de peau du métal ; c'est la profondeur pour laquelle l'intensité E de $\vec{E}_z$ est réduite à la fraction $\frac{1}{e}$ de sa valeur à la surface ;
- ΔR est la dimension de l'échantillon ;

1) x_0 et e_p sont très sensibles à la température ;

2) ΔR permet de poser les conditions initiales par rapport à $2 e_p$ pour la détermination des contraintes dans l'échantillon ;

3) La pression de contrainte étant fonction du temps, il est nécessaire de préciser que, dans ce cas de déformation dynamique, il existe une loi de $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ imposée ; ce qui diffère du cas des déformations statiques où l'on a une loi de $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$ imposée ;

4) La contrainte dans le métal n'est donc pas homogène ; il est nécessaire d'étudier dans chaque cas spécifique la répartition des contraintes à l'intérieur de l'échantillon.

(a) Calcul de la pénétration $x(t)$ de l'onde de contrainte dans le métal

La sollicitation est maximum au temps $t = t_M = 27,3 \mu s$. Il est donc important de se placer à t_M pour effectuer les calculs.

Le calcul du champ magnétique $H_{y(x,t)}$ donne :

$$H_{y(x,t=t_M)} = H_0 \cdot e^{-0,207} \cdot e^{-0,167 \cdot \sqrt{\gamma} \cdot x} \sin(1,43 - 0,1935 \cdot \sqrt{\gamma} \cdot x) \quad (2.19)$$

Dans le calcul de la densité de courant, on obtient :

$$i_{z(x,t)} = - 0,2575 \cdot e^{-0,207} \cdot H_0 \cdot \sqrt{\gamma} \cdot e^{-0,167 \cdot \sqrt{\gamma} \cdot x} \cdot \sin(2,287 - 0,1935 \cdot \sqrt{\gamma} \cdot x) \quad (2.20)$$

La pression de contrainte électromagnétique par unité de surface est :

$$dP_{(x,t)} = \mu i_z H_y dx \quad (2.21)$$

Fig. 2.13 - Distribution de la pression de contrainte P_t dans l'aluminium pour une pénétration allant de 0 à $11 \cdot 10^{-4}$ m en fonction des niveaux de charge des condensateurs.

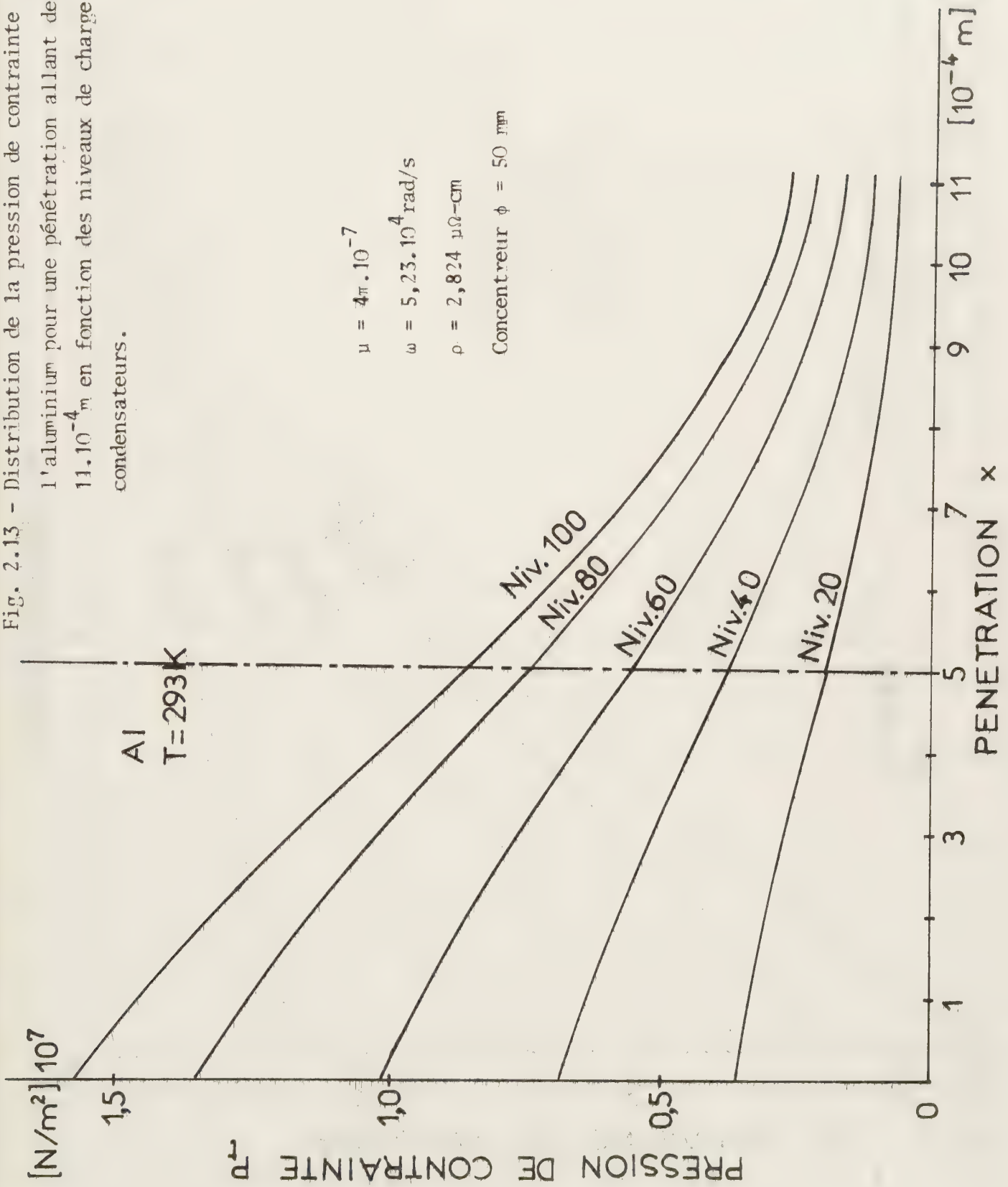


Fig. 2.14 - Distribution de la pression de contrainte P_t dans le cuivre pour une pénétration allant de 0 à $11 \cdot 10^{-4}$ m en fonction des niveaux de charge des condensateurs.

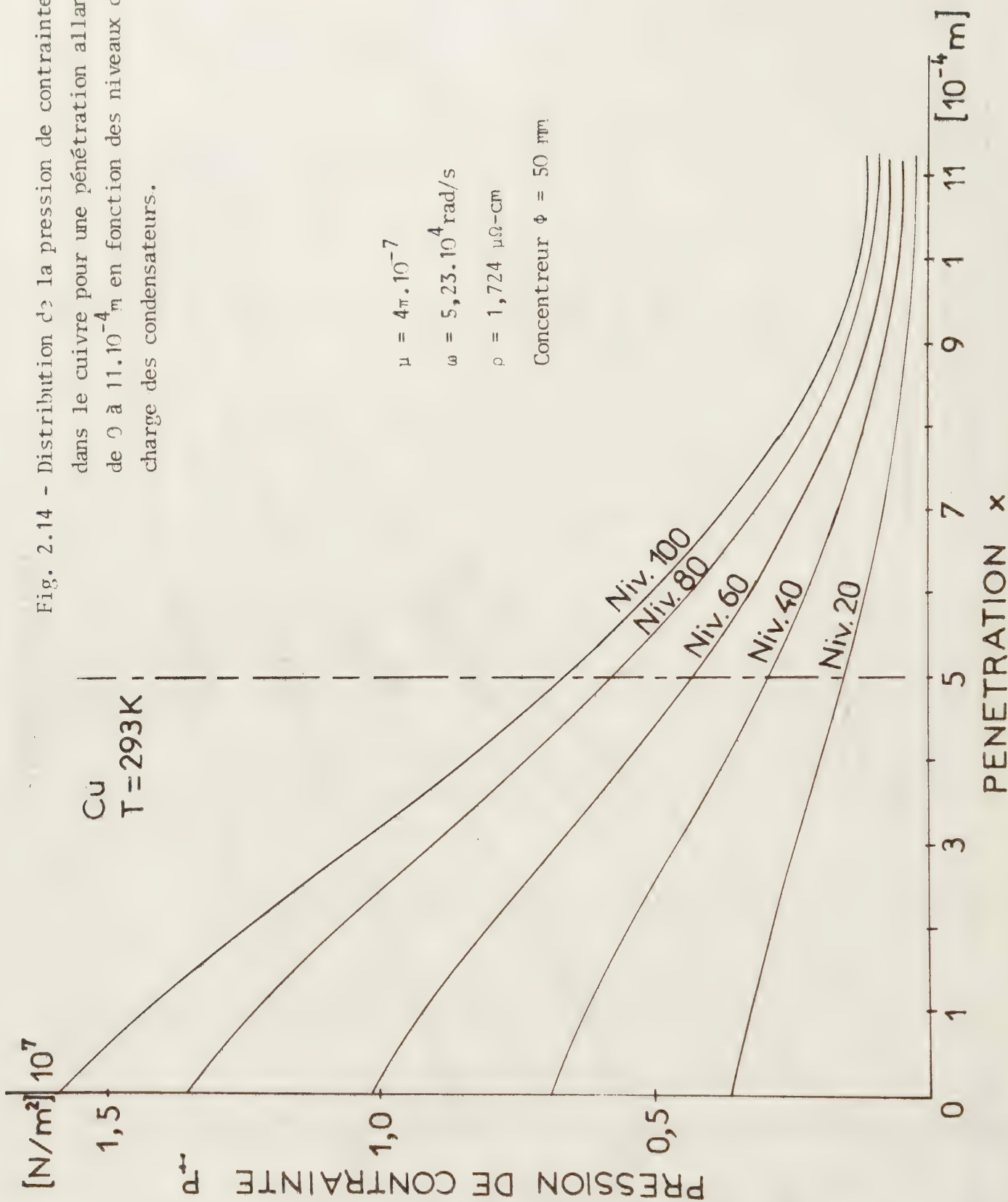


Fig. 2.15 - Distribution de la pression de contrainte P_t dans le cuivre pour une pénétration allant de 0 à $11 \cdot 10^{-4}$ m en fonction des niveaux de charge des condensateurs.

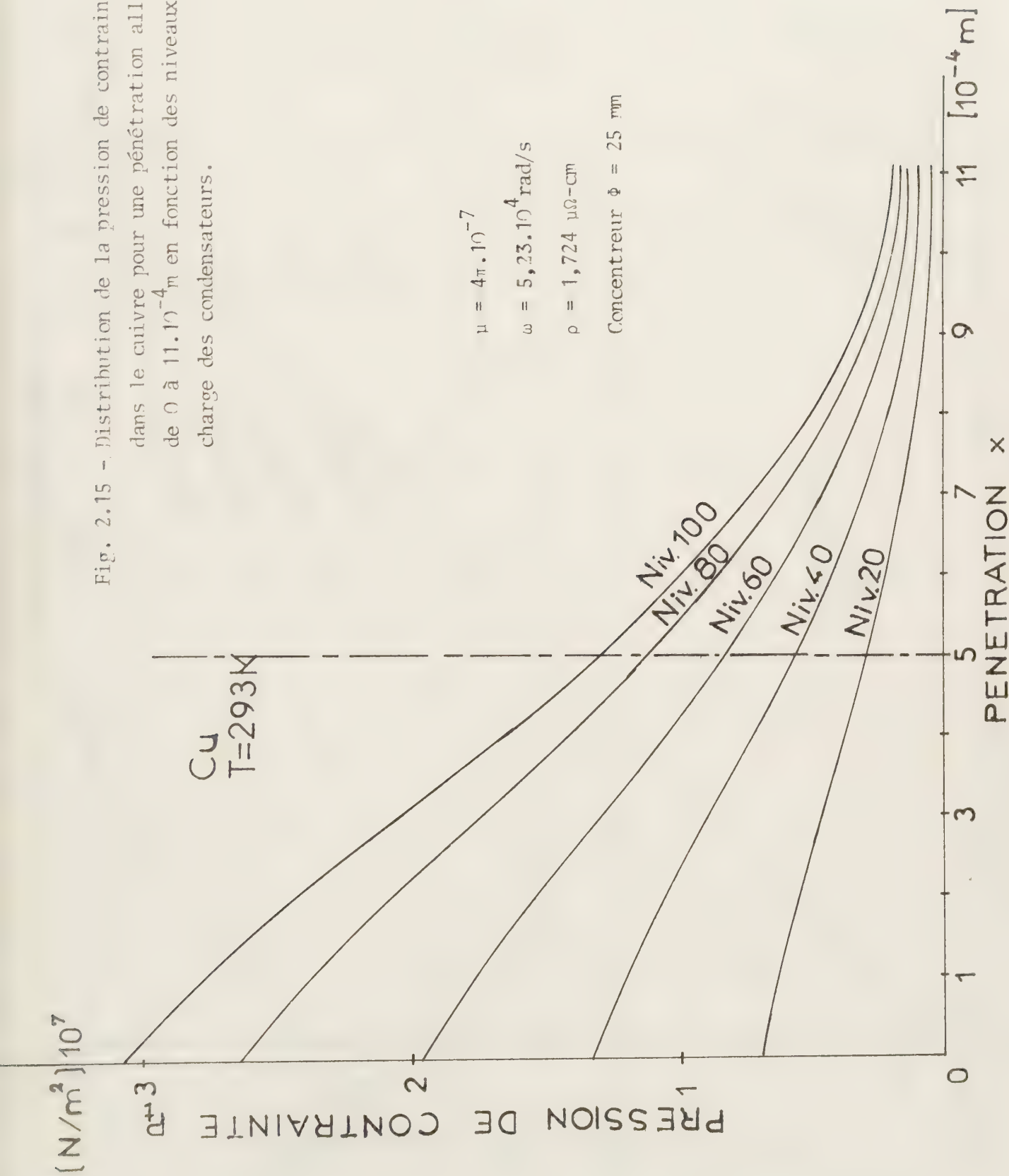


Fig. 2.16 - Distribution de la pression de contrainte P_t dans le cuivre pour une pénétration allant de γ à 11.10^{-4} m en fonction des niveaux de charge des condensateurs.

Cu
 $T=1,85\text{ K}$

$$\begin{aligned}\mu &= 4\pi \cdot 10^{-7} \\ \omega &= 5,23 \cdot 10^4 \text{ rad/s} \\ \rho &\approx 5,89 \cdot 10^{-3} \text{ }\mu\Omega\text{-cm}\end{aligned}$$

Concentreur $\phi = 51,6 \text{ mm}$

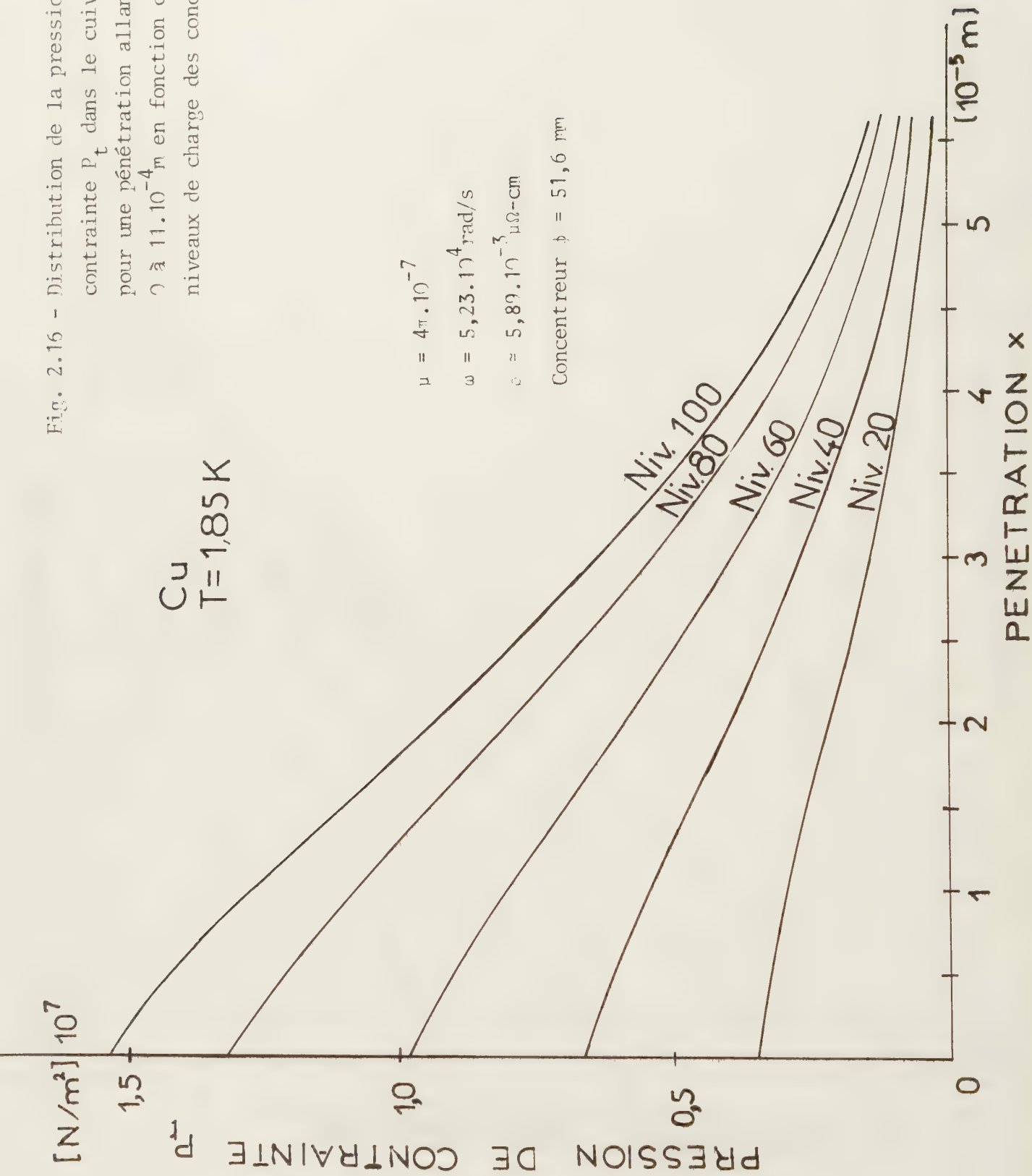


Fig. 2.17 - Distribution des contraintes à l'intérieur des éprouvettes annulaires de cuivre :

(a) Cas à l'ambiante ($\Delta h \ll 2e_p$) (Δh = épaisseur de l'échantillon)

(b) Cas à $T = 1,85 \text{ K}$ ($\Delta h \gg 2e_p$) (e_p = épaisseur de peau du métal)

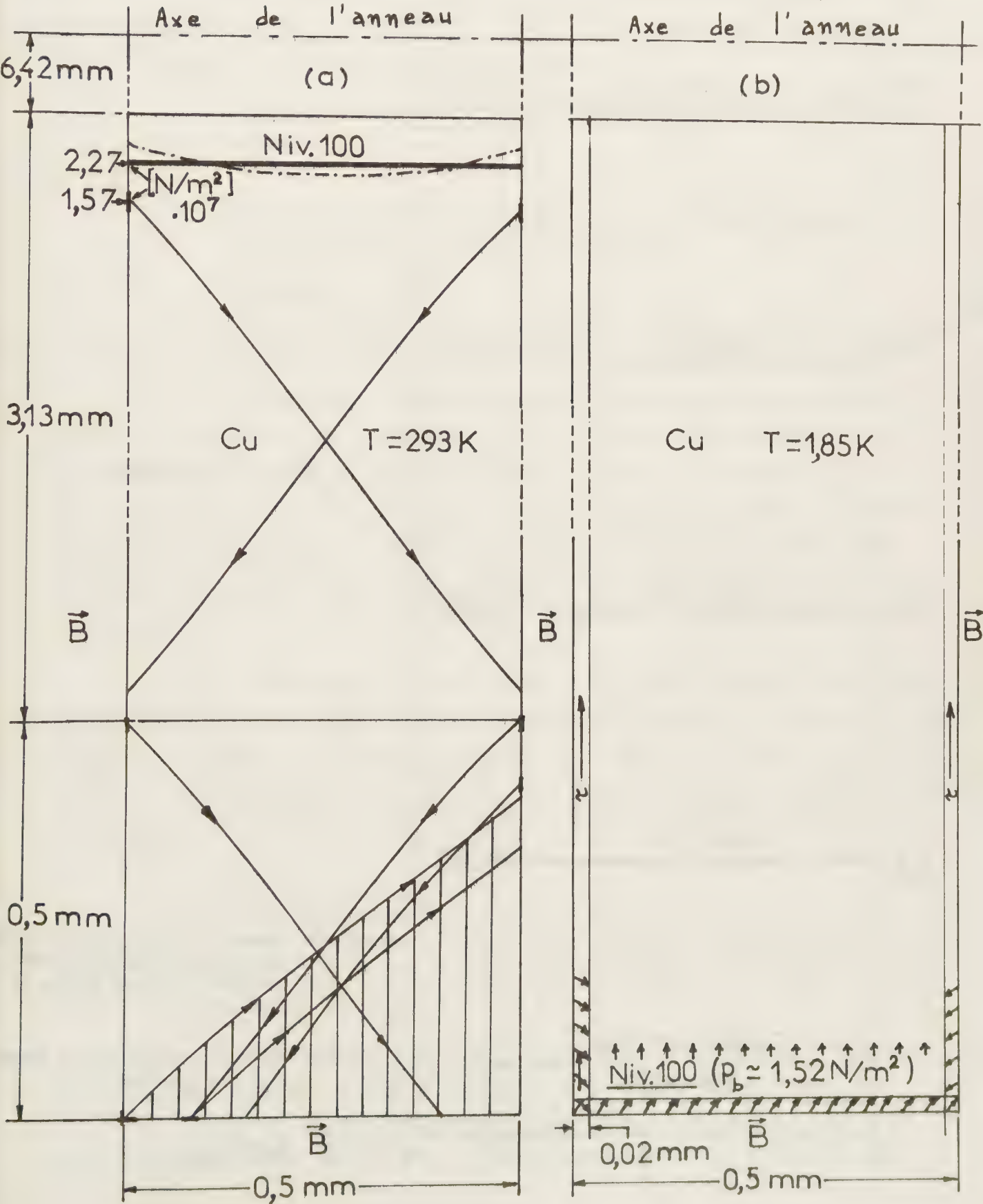
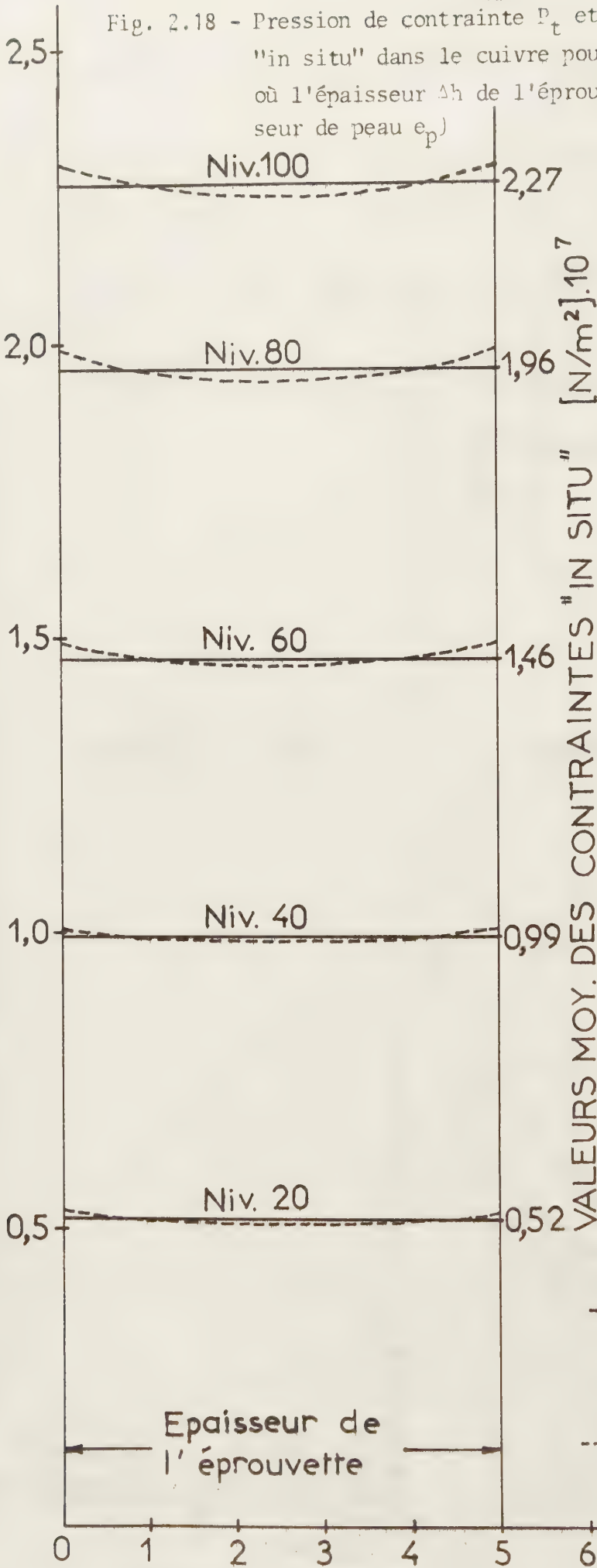


Fig. 2.18 - Pression de contrainte P_t et valeurs moyennes des contraintes "in situ" dans le cuivre pour divers niveaux de charge (cas où l'épaisseur Δh de l'éprouvette est très inférieure à l'épaisseur de peau e_p)

PRESSIION DE CONTRAINTE $10^7 [N/m^2]$



Cu T = 293K

— Somme des contraintes créées par pénétration du champ à travers les deux bases de l'anneau.

- - - Valeur moyenne de la somme des contraintes.

Epaisseur de l'éprouvette

0 1 2 3 4 5 6 7 $[10^{-4} m]$

avec : γ = conductivité électrique
 $x = x(t)$ = pénétration dans le métal
 H_0 = champ magnétique à $x = 0$.

Les figures 2.13, 2.14 et 2.15 permettent d'apprécier la pression de contrainte à diverses valeurs du champ H_0 pour une pénétration allant de 0 à 1,1 mm pour l'aluminium et le cuivre à 293°K.

La figure 2.16 présente la pression de contrainte pour une pénétration allant de 0 à $5 \cdot 10^{-5}$ m dans le cuivre à $T = 1,85^\circ\text{K}$.

(b) Calcul des contraintes à l'intérieur des éprouvettes monocristallines annulaires de cuivre et d'aluminium

1) Cas de $T = 293 \text{ K}$

A cette température, l'épaisseur de peau du cuivre est de 0,65 mm et celle de l'aluminium 0,85 mm pour une fréquence f de 10,5 kHz.

Compte tenu de l'épaisseur Δh des anneaux monocristallins, les conditions initiales sont : $\Delta h \ll 2 e_p$ ($\Delta h = 0,5 \text{ mm}$). Le champ traverse donc les deux bases de l'anneau, tandis qu'aux parois latérales de l'anneau, on a : $\Delta R \gg 2 e_p$. Il y a donc deux pénétrations d'onde suivant la hauteur de l'anneau et une seule pénétration d'onde selon la paroi extérieure de l'anneau. Cette dernière valeur de contrainte est négligeable devant l'influence de celles qui pénètrent par les deux bases de l'anneau. La figure 2.17(a) permet d'éclaircir ce problème.

Ces pressions de contrainte étant créées "in situ" dans le métal, on peut considérer que l'on a un état de contrainte uniforme et homogène à l'intérieur de l'anneau. La figure 2.18 représente la somme des valeurs des ondes de contraintes pénétrant par les deux bases de l'anneau ainsi que leur valeur moyenne en fonction de chaque niveau de charge des condensateurs (cas du cuivre à $T = 293 \text{ K}$).

2) Cas de $T = 1,85 \text{ K}$

Aux très basses températures, l'épaisseur de peau est très faible, par exemple, dans le cas du cuivre, elle est de 0,013 à 0,02 mm environ pour $T = 1,85 \text{ K}$ (cas où $\Delta R \gg 2 e_p$).

Dans ce cas, l'état de contrainte à l'intérieur de l'éprouvette annulaire est totalement différent de celui à l'ambiante (fig. 2.17(a) et 2.17(b)). La pression de contrainte en x_0 créée dans l'épaisseur de peau n'est que l'effort appliqué. Au delà de x_0 , l'anneau peut être considéré comme un

cylindre dont la paroi latérale est soumise à des pressions P_b radiales uniformément réparties (fig. 2.19). Compte tenu de l'épaisseur de l'anneau h qui est environ 25 à 50 fois supérieure à l'épaisseur de peau e_p , les contraintes agissant superficiellement dans l'épaisseur de peau des deux bases de l'anneau sont négligées pour simplification.

Le problème est celui d'un cylindre soumis à une pression extérieure P_b . Les pressions P_a et P_z sont nulles. a et b sont respectivement des rayons intérieur et extérieur du cylindre.

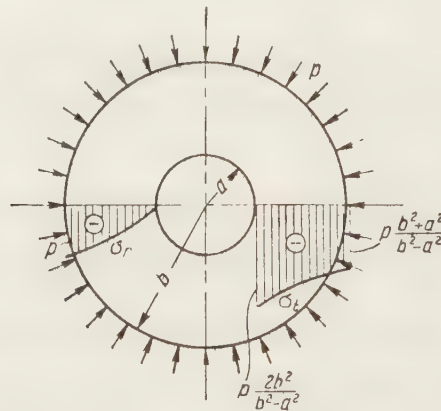
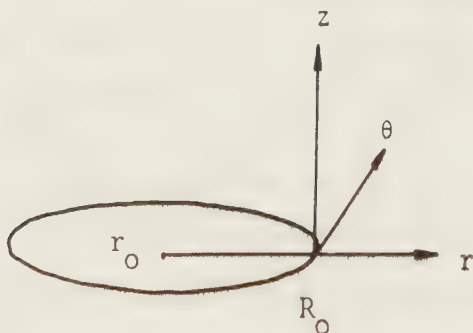


Fig. 2.19 - Cylindre soumis à des pressions radiales extérieures.

Epures des valeurs de contraintes radiales σ_r et tangentes σ_t .

L'état de contrainte en coordonnées cylindriques est :



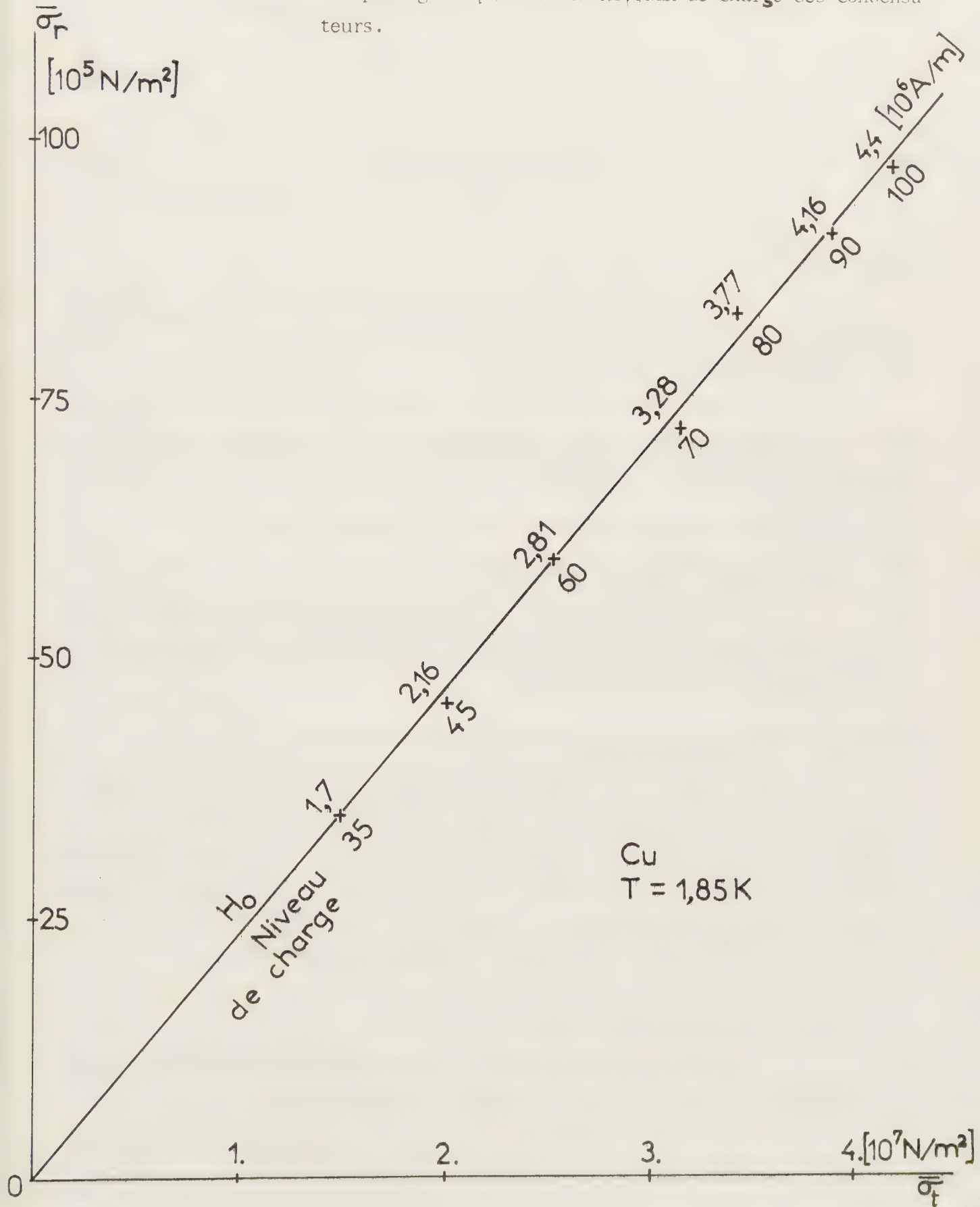
$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{r\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + f(r) &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{\theta r}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\theta\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{\theta z}}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{z\theta}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

D'après les conditions initiales posées, σ_{zi} est égal à zéro (état de contraintes planes) d'où tous les termes en $\frac{\partial}{\partial z}$ sont nuls. De même, les termes en $\frac{\partial}{\partial \theta}$ s'annulent par symétrie cylindrique. La solution du système est donc :

$$\sigma_{rr} = \int_{R_0}^{r_0} -f(r) dr \quad (2.23)$$

avec : $f(r) = \mu i_{\theta} H_z$

Fig. 2.20 - Valeurs moyennes de σ_r et de σ_t calculées en fonction des champs magnétiques et des niveaux de charge des condensateurs.



Cette valeur de contrainte dans la direction principale est composée d'une contrainte radiale σ_r et tangentielle σ_t . On a :

$$\sigma_r = - \frac{P_b b^2}{b^2 - a^2} \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \quad (2.24)$$

et

$$\sigma_t = - \frac{P_b b^2}{b^2 - a^2} \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \quad (2.25)$$

avec : $P_b = \mu \cdot i_z \cdot h_y \cdot dx = p$

Il se développe donc une contrainte non homogène à l'intérieur de l'anneau à $T = 1,85$ K. Les épures des contraintes σ_r et σ_t dans l'épaisseur de l'anneau sont représentées figure 2.19.

Les valeurs moyennes de σ_r et de σ_t calculées sont présentées figure 2.20 en fonction des champs magnétiques H_0 en $x = 0$ et des niveaux de charge des condensateurs. On remarque que σ_t joue un rôle de 4 à 5 fois plus important que σ_r .

2.4 - MESURE DE LA VITESSE DE DEFORMATION

Pour connaître la vitesse de déformation, nous avons mesuré le temps mis par l'éprouvette pour rencontrer une série de fils électriques disposés sur son parcours durant la déformation.

2.4.1 - Principe et méthode (fig. 2.21)

Au cours de sa déformation, l'éprouvette entre en contact électrique avec une série de fils équidistants faisant partie d'un circuit de résistances (fig. 2.21 (b)). Les variations du signal obtenu (forme en escalier) donnent la position de l'éprouvette à un instant donné. On en déduit sa vitesse (fig. 2.21 (c)). Parallèlement, une sonde permet d'enregistrer la valeur du champ magnétique inducteur en fonction du temps (fig. 2.21 (d)).

2.4.2 - Résultats (fig. 2.22)

La vitesse de déplacement de l'éprouvette peut atteindre 170 m/s et la vitesse de déformation correspondante est de l'ordre de 3.10^3 s^{-1} .

Les courbes représentatives de ces deux paramètres en fonction du temps sont présentées figure 2.22 (b).

2.5 - MOYENS EXPERIMENTAUX DE FORMAGE SELON LA TEMPERATURE ($1,8^{\circ}\text{K} \leq T \leq 293^{\circ}\text{K}$)

L'ensemble est composé de :

- un cryostat A dont le refroidissement jusqu'à $1,8^{\circ}\text{K}$ s'obtient par pompage d'un bain d'hélium au moyen d'un groupe Roots de $300 \text{ m}^3/\text{h}$ (fig. 2.23), ($1,8^{\circ}\text{K} \leq T \leq 4^{\circ}\text{K}$)
- un cryostat B à balayage d'hélium ou d'azote gazeux dont le débit et la pression sont rigoureusement contrôlés (fig. 2.24 (a) et (b)), ($4^{\circ}\text{K} \leq T \leq 293^{\circ}\text{K}$)
- un dispositif de mesure des températures et des champs inducteurs
- des générateurs de 6 KJ et 18 KJ.

Les photographies de l'installation cryogénique permettant la déformation des métaux de 300°K à $1,8^{\circ}\text{K}$ sont sur les figures 2.25 et 2.26.

2.5.1 - Contrôle de la température au voisinage de l'éprouvette

Le circuit de mesure de la température est présenté figure 2.27(a).

L'accumulateur E_2 est préalablement ajusté au moyen d'un circuit de tarage (fig. 2.27 (b)) ce qui assure une d.d.p. constante de 1,8 V à l'entrée de la boîte potentiométrique permettant une comparaison avec l'accumulateur E_1 qui doit débiter une tension constante de 1,8 V. Un réglage de cette boîte permet d'obtenir une tension constante de 15 mV aux bornes de la résistance étalon de 1 K Ω .

Une résistance variable réglée à 1 M Ω laisse passer un courant de 15 μA à travers une résistance au carbone qui sert de sonde $R = f(\theta)$ au niveau de l'échantillon. Cette sonde, une fois positionnée dans la queue en verre, est branchée à un enregistreur étalonné en degrés Kelvin allant de 293°K à $1,5^{\circ}\text{K}$. Un millivoltmètre électronique à affichage numérique permet une meilleure précision de lecture.

La courbe d'étalonnage du cryostat A est donnée dans la figure 2.28.

2.5.2 - Remarques

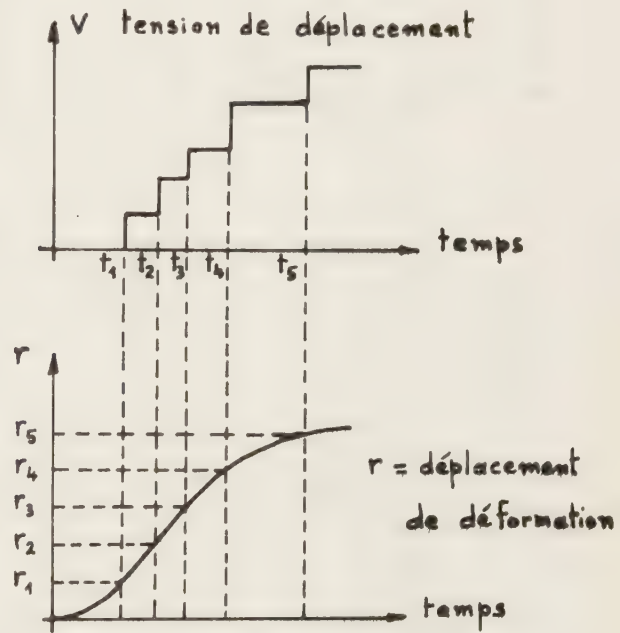
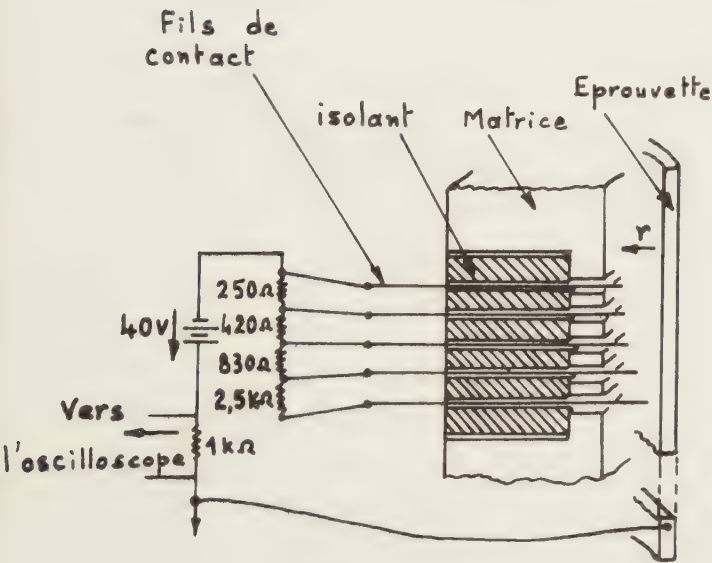
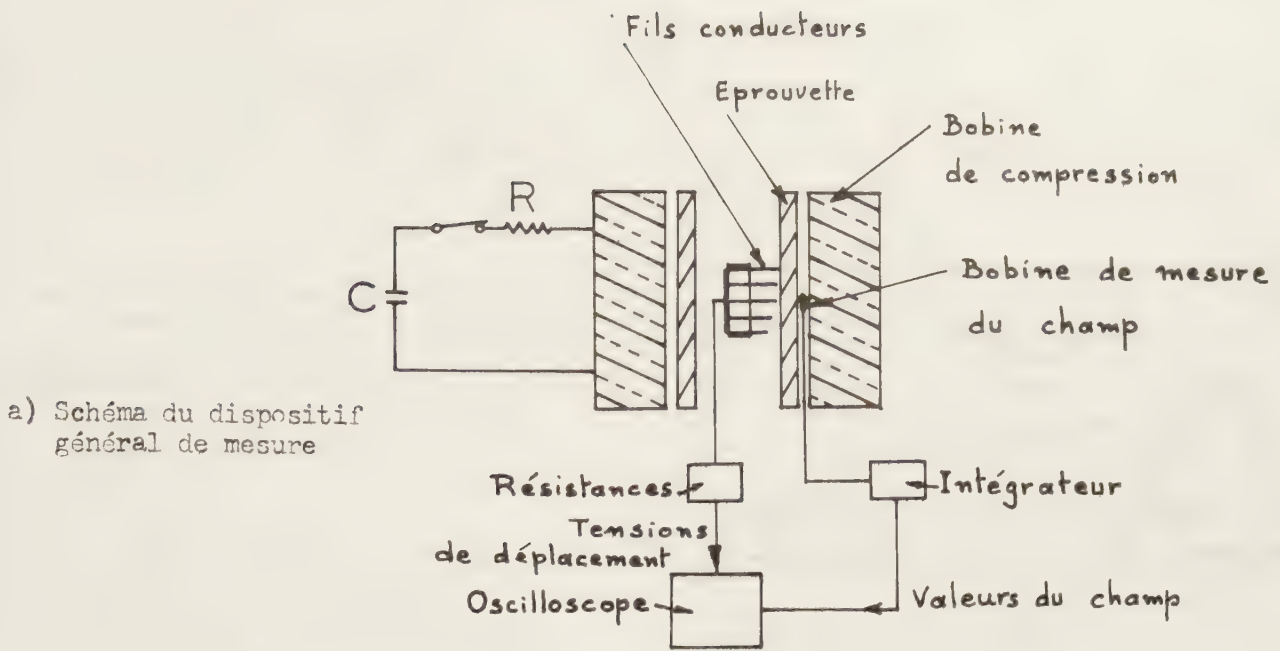
- Les chambres froides des deux cryostats sont des queues en verre (nécessaires pour la transparence aux champs magnétiques inducteurs).
- La température limite atteinte dans le grand cryostat est voisine de $1,8^{\circ}\text{K}$ compte tenu des pertes thermiques dans la queue en verre du cryostat.

- Les vitesses moyennes de refroidissement sont :

- 1) en pompage primaire ($90 \text{ m}^3/\text{h}$ de $4,2$ à $2,5^\circ\text{K}$) : $8,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K/s}$
- 2) en pompage Roots ($300 \text{ m}^3/\text{h}$ de $2,5$ à $1,85^\circ\text{K}$) : $2,1 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K/s}$

La courbe d'étalonnage est représentée sur la figure 2.28.

- Le champ magnétique induit dans la bobine de compression munie de son concentrateur de champ (zone active : cylindre $\varnothing 50 \text{ mm}$, hauteur 35 mm) atteint $5,65 \text{ Teslas}$; la contrainte appliquée σ_A maximale dans l'épaisseur de peau vaut alors $82,1 \text{ kgf/cm}^2$, d'où : $\frac{d\sigma_A}{dt} \approx 3,02 \cdot 10^6 \text{ kgf/cm}^2\text{-s}$.



c) Relation entre la tension et l'écoulement en fonction du temps.

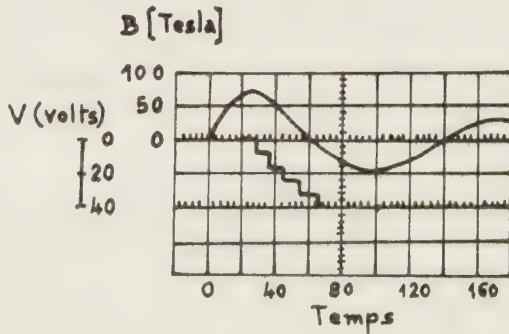
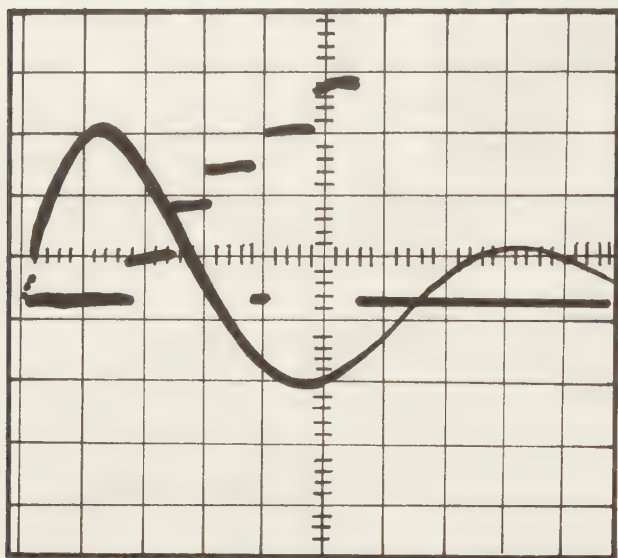


Figure 2.21 : Dispositifs de mesure des paramètres expérimentaux

Figure 2.22 : Mesure expérimentale de la vitesse de déformation

Echantillon : tube A5 $\varnothing \text{ ext} \approx 44 \text{ mm}$, $h \approx 44 \text{ mm}$, $e \approx 1 \text{ mm}$



(a) Enregistrement des paramètres expérimentaux à l'oscilloscope.

Mode de sollicitation : compression

$T = 293 \text{ K}$

Energie mise en jeu : 6 KJ

1 division = 15,3 $\mu \text{ sec.}$

(b) Courbes déplacement et vitesse de la paroi du tube en fonction du temps

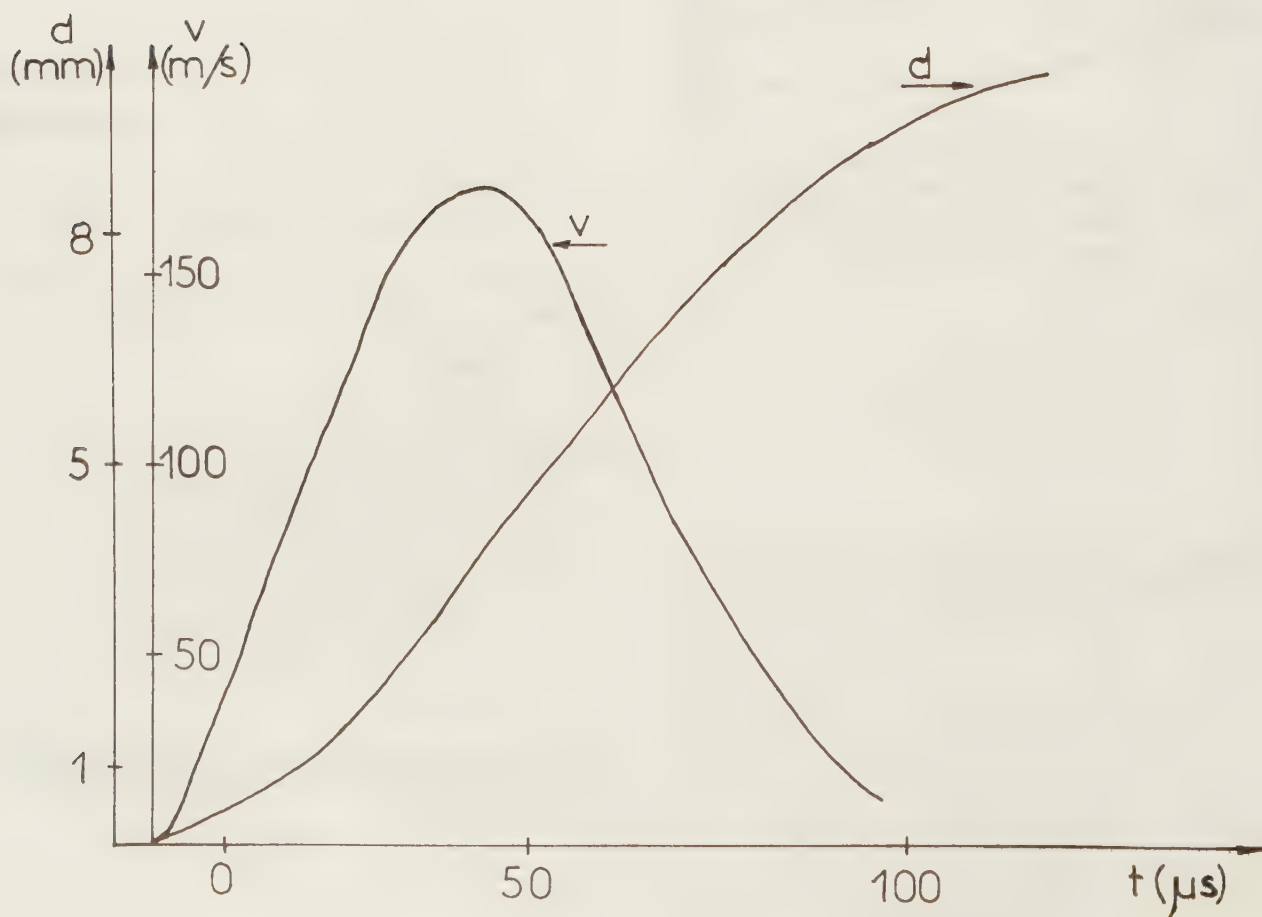
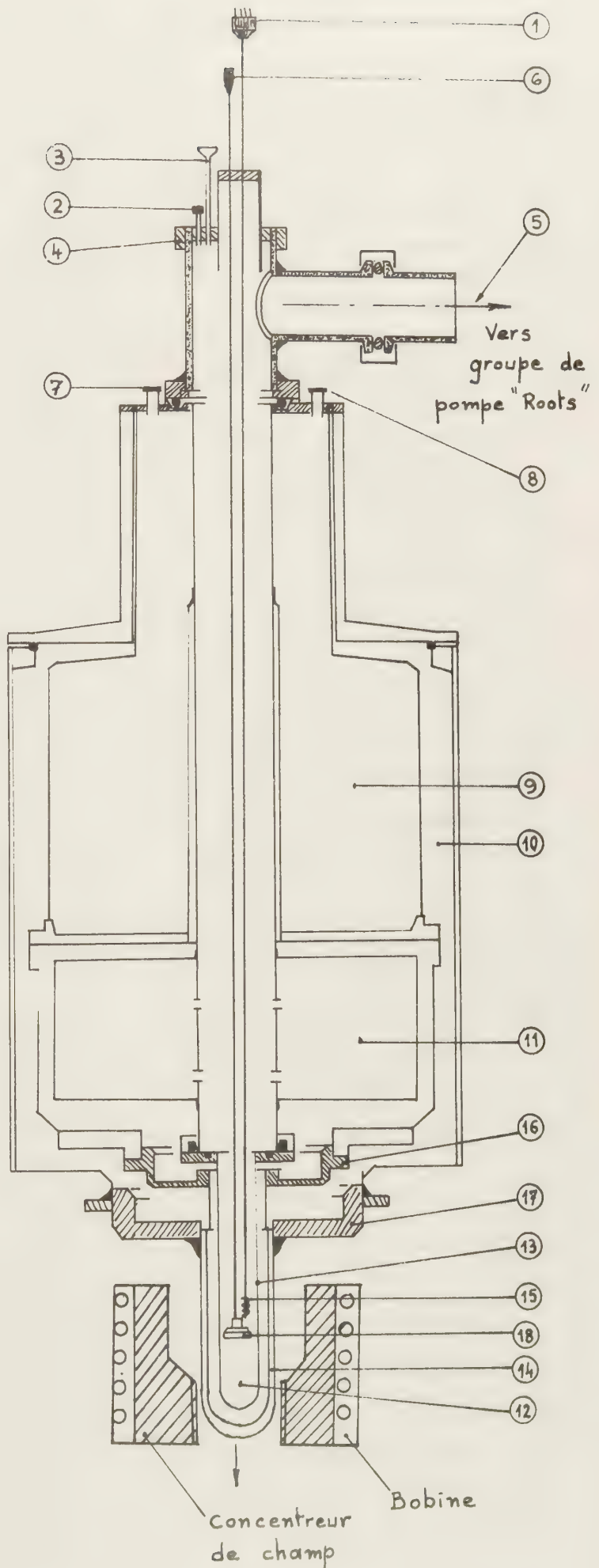


Fig. 2.23 POLYCRYOSTAT A
 (Capacité He 7ℓ.)
 $1,8\text{K} \leq T \leq 4,2\text{K}$

- 1 - Passage électrique étanche
- 2 - Passage étanche pour jauge de niveau
- 3 - Canne de transfert
- 4 - Passage étanche pour canne
- 5 - Passage vers groupe de pompage "Roots"
- 6 - Tige porte-échantillon
- 7 - Passage étanche pour le remplissage d'azote liquide
- 8 - Orifice de dégazage d'azote liquide
- 9 - Enceinte de garde d'azote liquide
- 10 - Ecran thermique
- 11 - Enceinte d'hélium liquide
- 12 - Chambre froide (queue en verre)
- 13 - Enceinte intérieure de la chambre
- 14 - Enceinte extérieure de la chambre
- 15 - Sonde (thermomètre à résistance de carbone)
- 16 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte intérieure
- 17 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte extérieure
- 18 - Echantillon



POLYCRYOSTAT A VARIATION DE TEMPERATURE

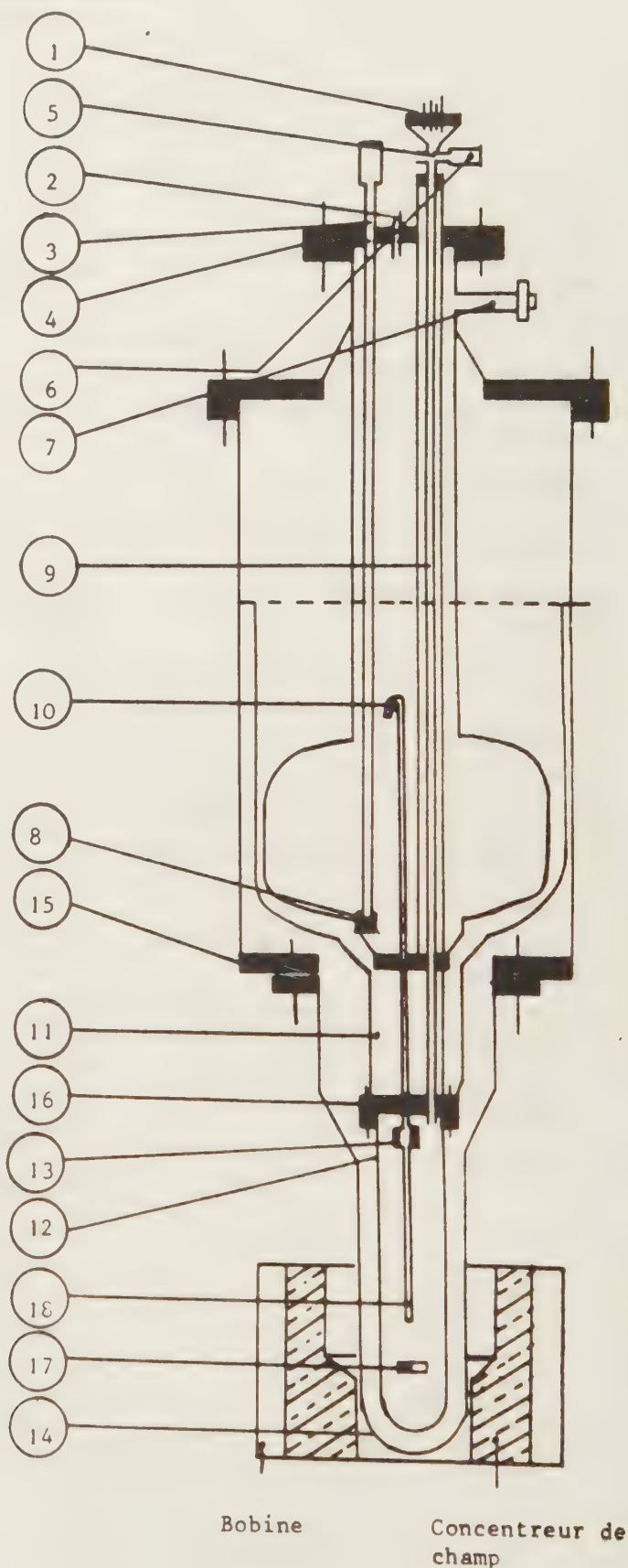
Fig. 2.24 (a) :

-POLYCRYOSTAT B.

Queue spéciale en verre

$$4,2 \text{ K} \leq T \leq 95 \text{ K}$$

- 1 - Passage électrique étanche
- 2 - Passage étanche pour jauge de niveau
- 3 - Canne d'évaporation
- 4 - Passage étanche pour canne
- 5 - Orifice de dégazage de la chambre
- 6 - Raccordement électrique de l'échangeur
- 7 - Orifice de dégazage de l'enceinte hélium
- 8 - Résistance de la canne d'évaporation
- 9 - Tube de dégazage de la chambre
- 10 - Tube de récupération du gaz
- 11 - Ecran thermique
- 12 - Enceinte intérieure en verre
- 13 - Résistance chauffante
- 14 - Enceinte extérieure en verre
- 15 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte extérieure au corps
- 16 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte intérieure
- 17 - Echantillon
- 18 - Tube d'introduction de gaz



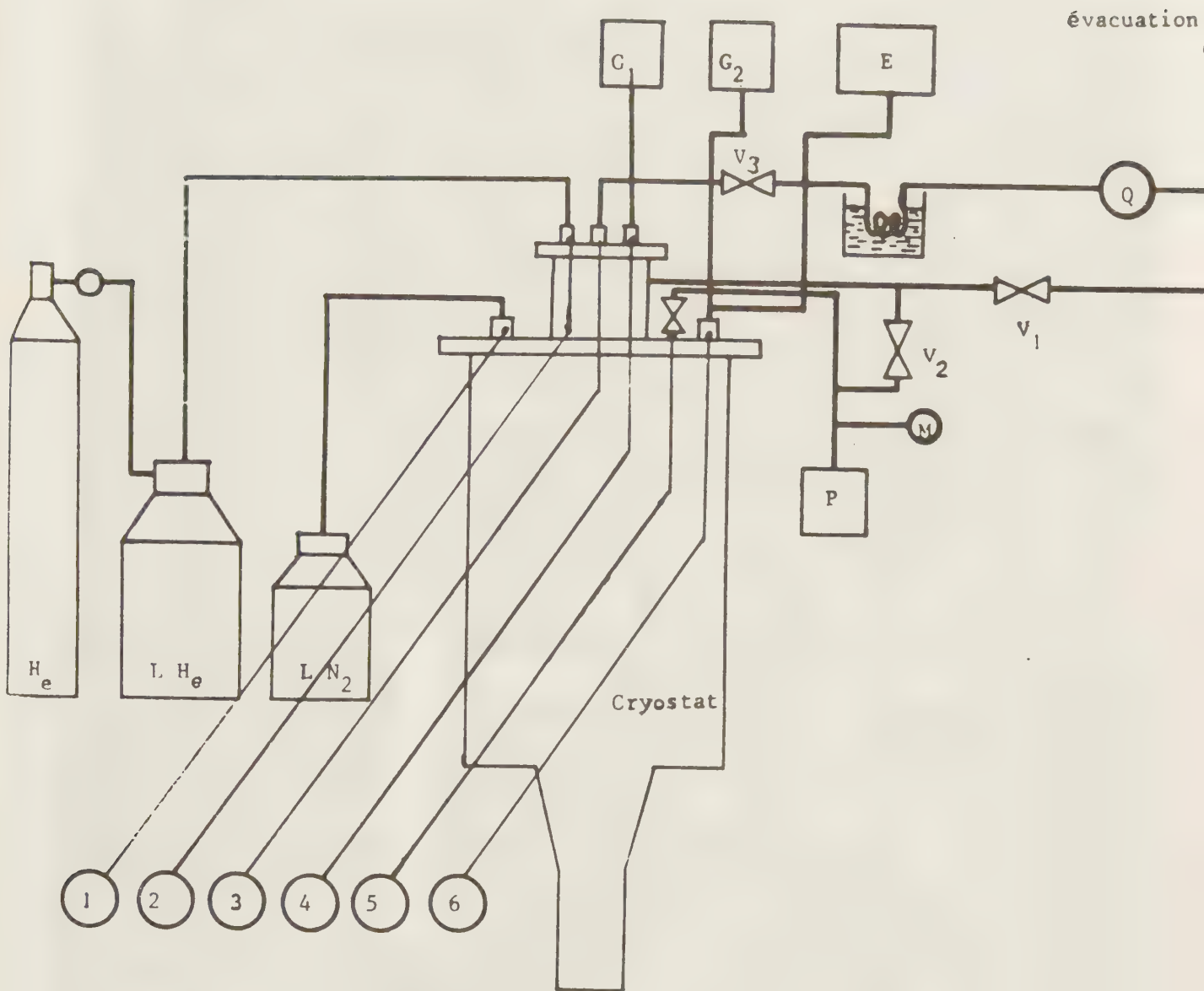


Fig. 2.24(b) - Régulation de la température dans le cryostat B

- (1) Remplissage azote liquide
- (2) " " hélium liquide
- (3) dégazage hélium
- (4) Résistance d'évaporation
- (5) Vanne vide d'isolement
- (6) Passages étanches électriques

- G_1-G_2 /alimentations électriques
- E enregistreur
- Q débitmètre
- R réchauffeur
- P pompes à vide
- M manomètre à vide
- V_1 vanne d'isolement du cryostat
- V_2 vanne de purge du cryostat
- V_3 vanne de réglage débit hélium

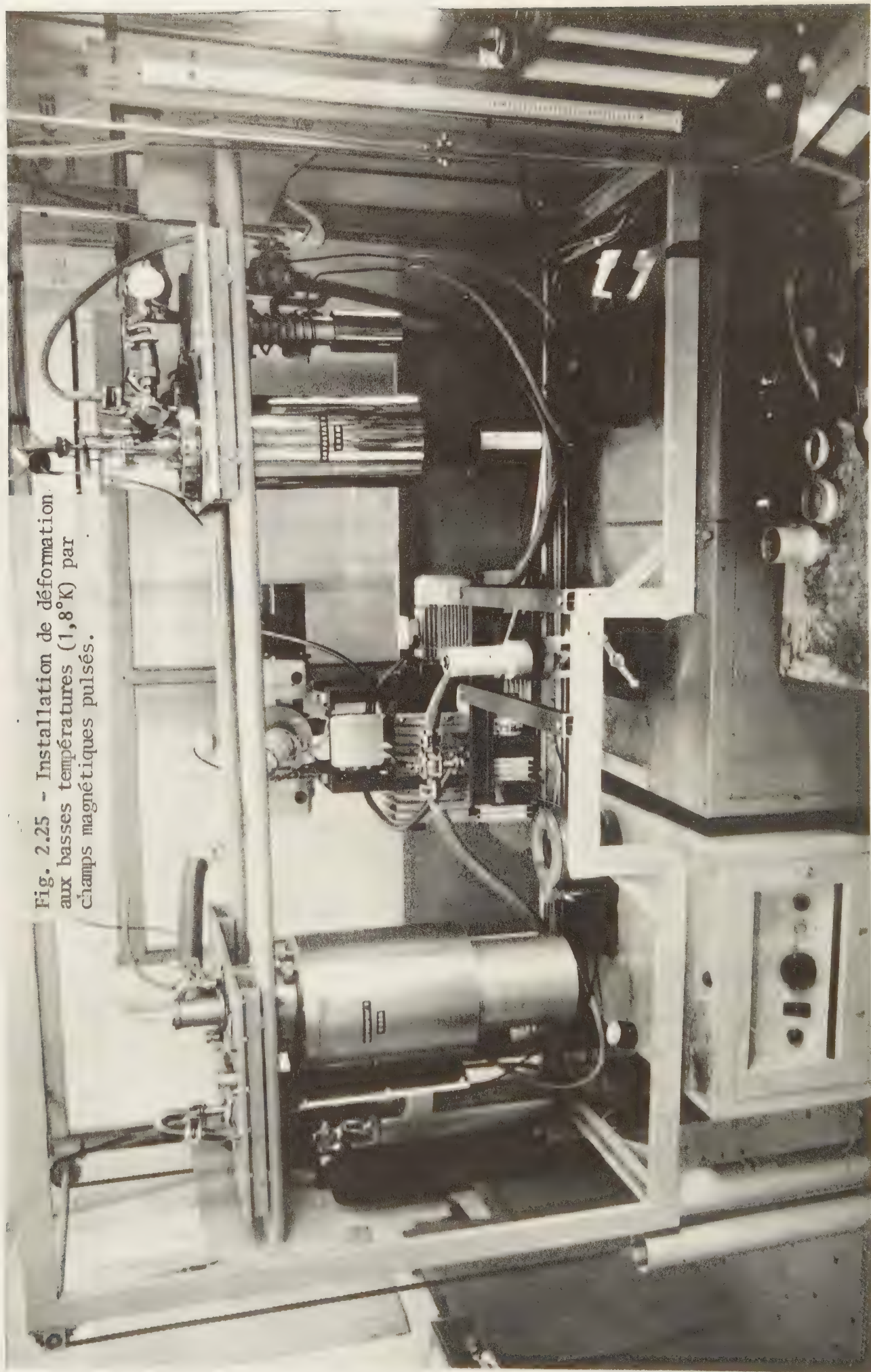
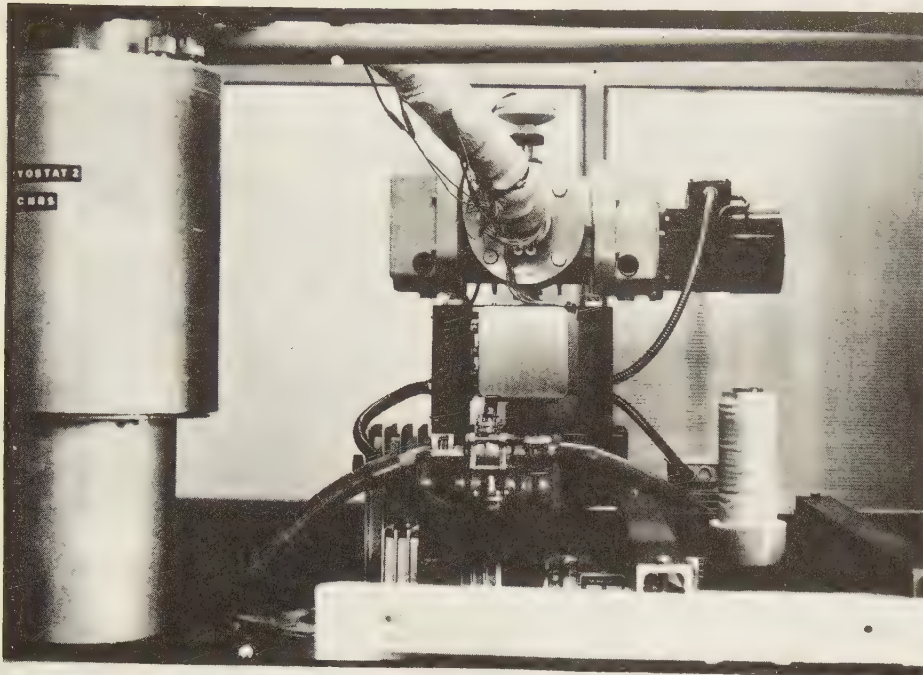
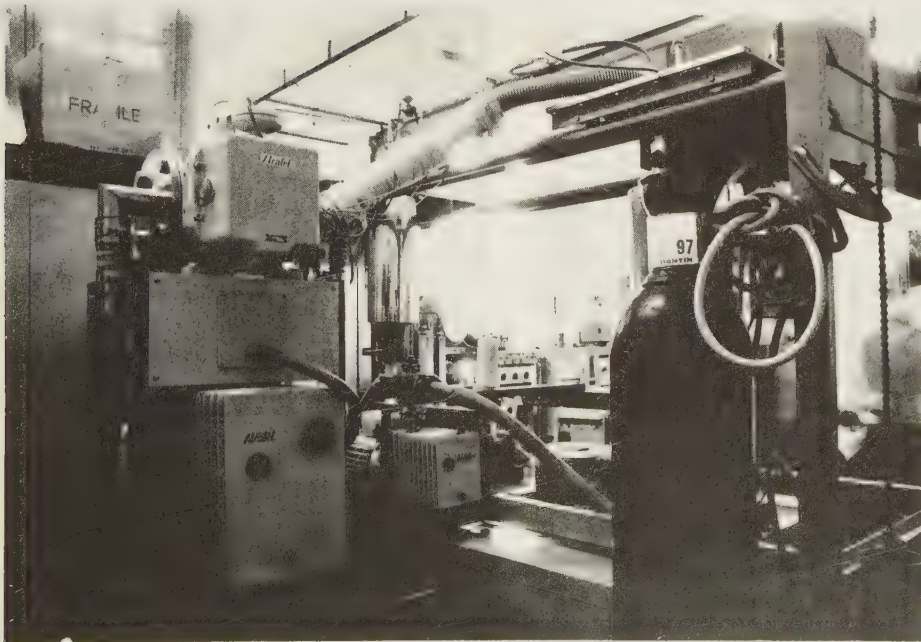


Fig. 2.25 - Installation de déformation aux basses températures ($1,8^{\circ}\text{K}$) par champs magnétiques pulsés.

Figure 2.26 (a) : - Groupe Roots de pompage ($300 \text{ m}^3/\text{h}$)
sur le bain d'Hélium du Cryostat A.

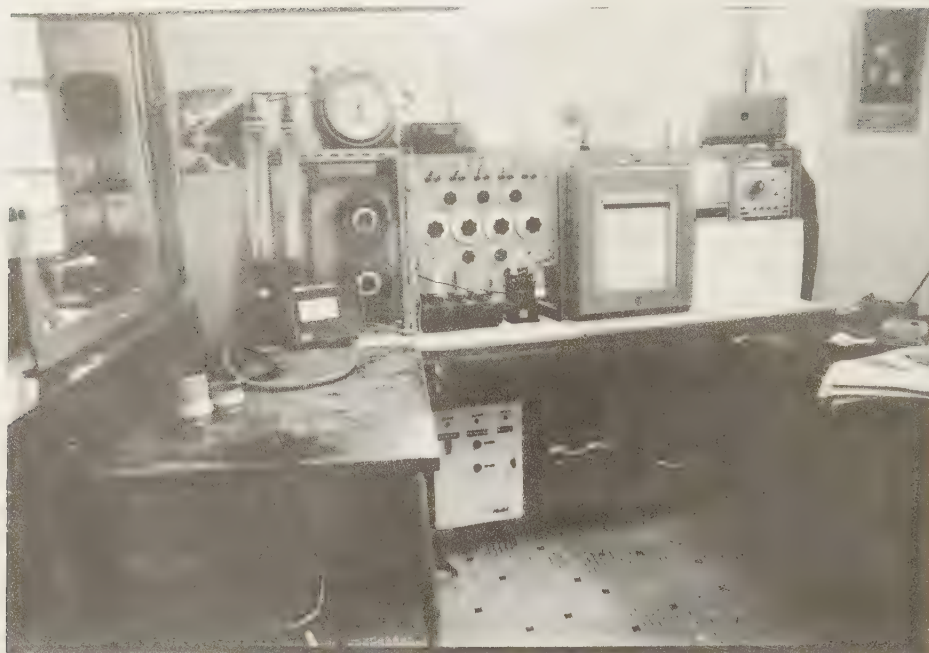


- Vue de face



- Vue de profil

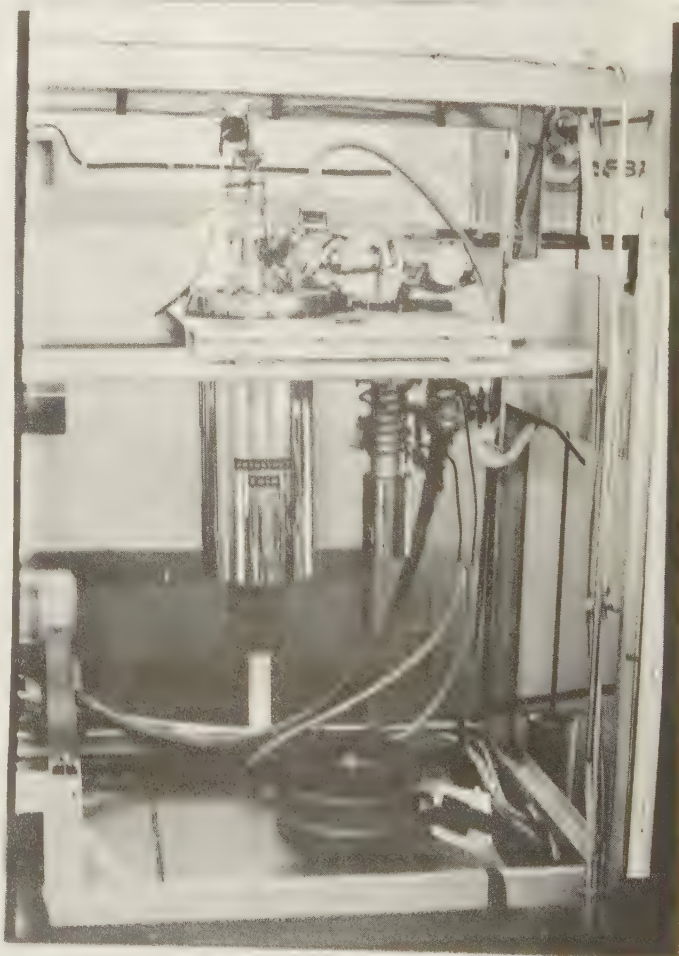
Figure 2.26 (b)



- Ensemble de mesure et de régulation des basses températures



- Cryostat A
 $1,8 \text{ K} \leq T \leq 4,22 \text{ K}$

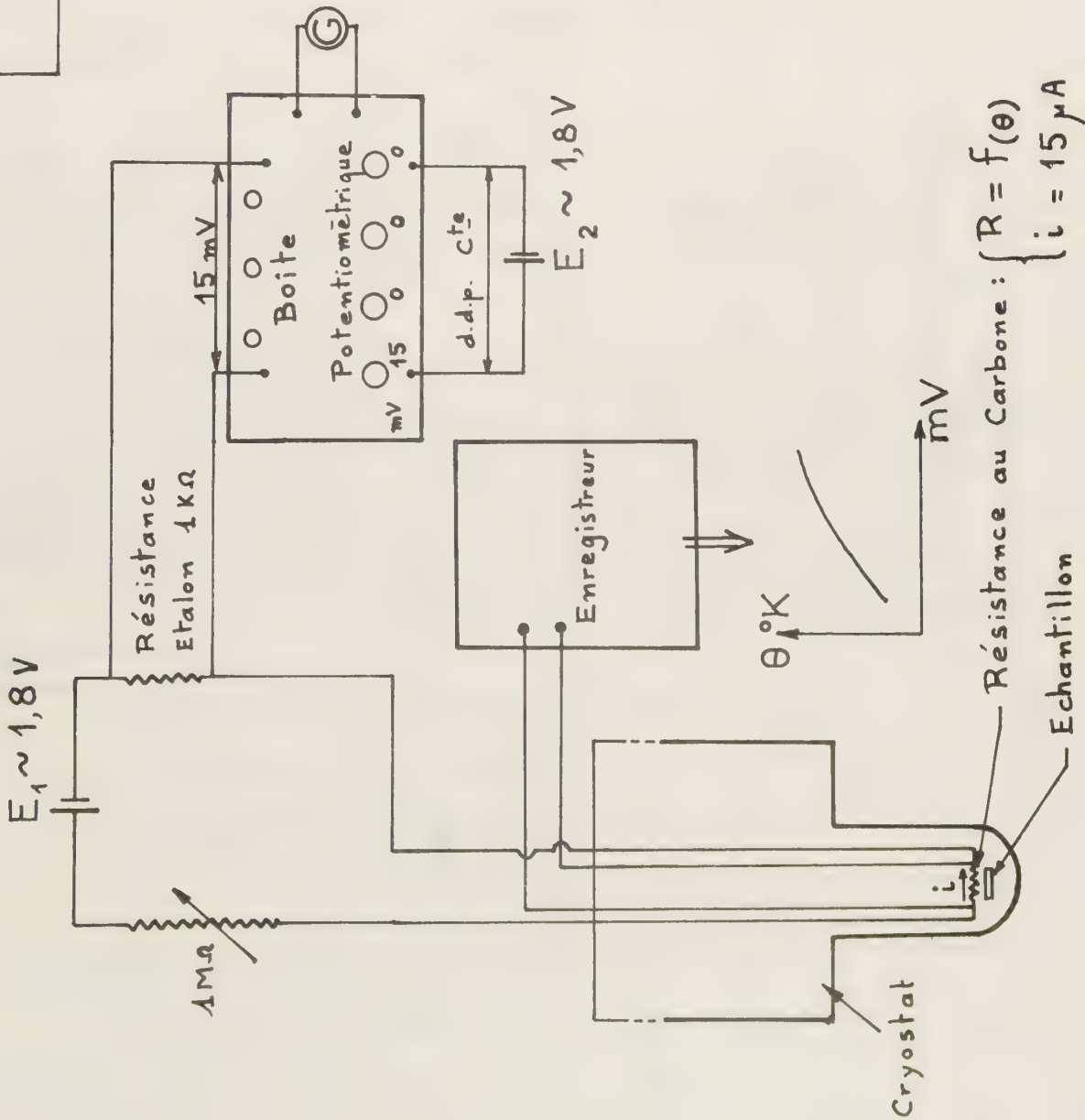


- Cryostat B
 $4,2 \text{ K} \leq T \leq 293 \text{ K}$

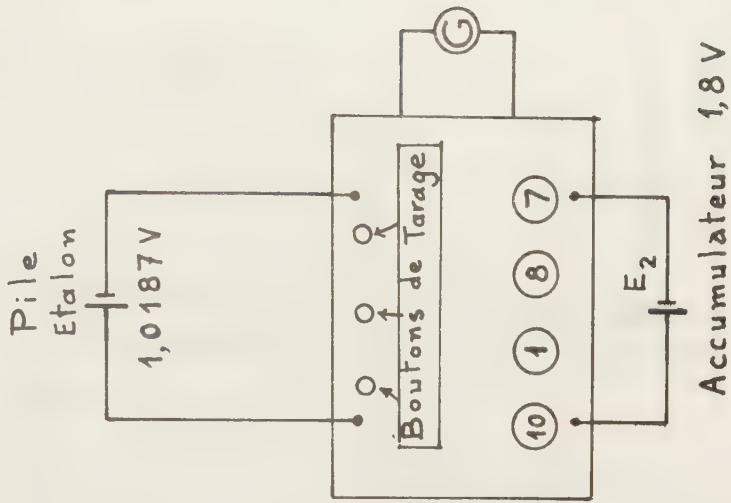
CONTROLE DE LA
TEMPERATURE AU VOISINAGE
DE L' ECHANTILLON

Fig. 2.27

(a) Circuit de mesure



(b) Circuit d'ajustage
de l'accumulateur E_2



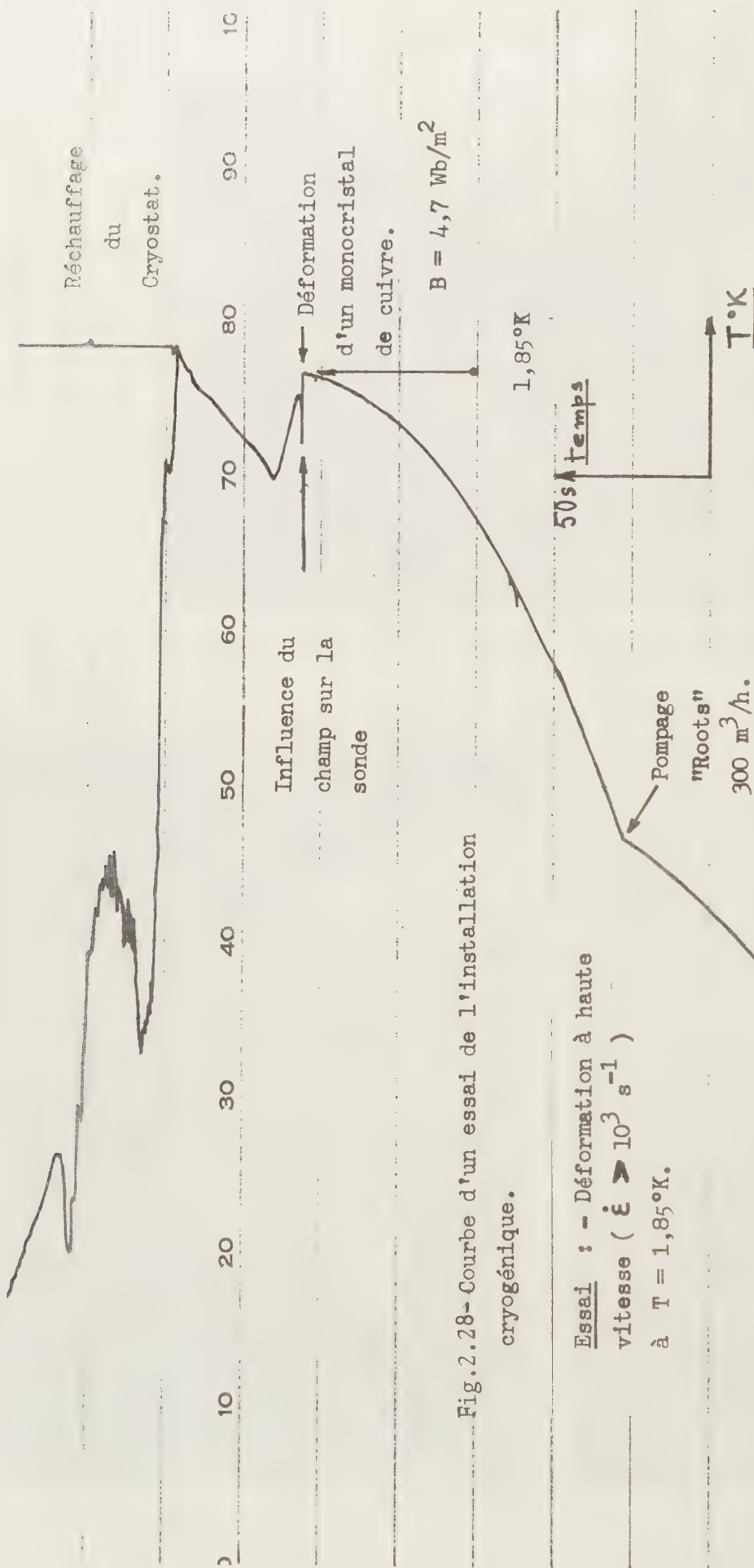
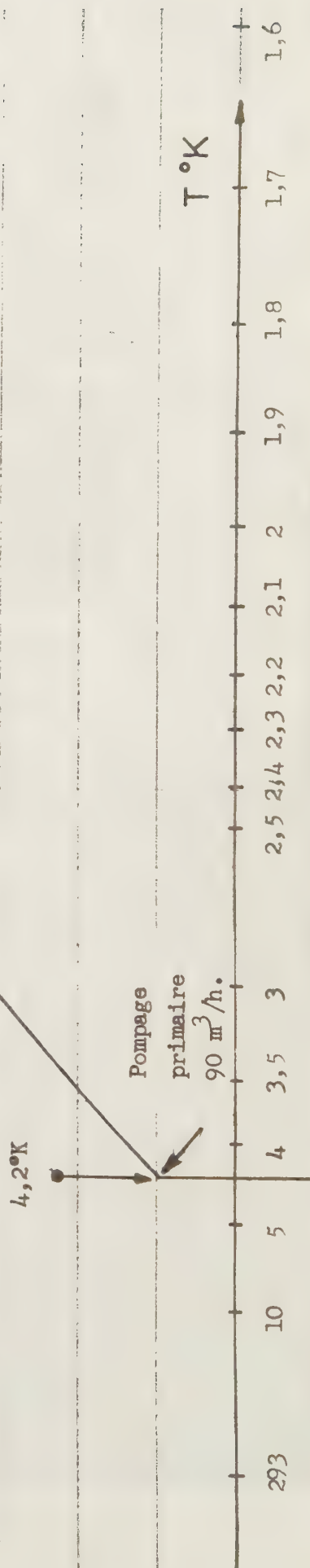


Fig.2.28- Courbe d'un essai de l'installation cryogénique.

Essai : - Déformation à haute vitesse ($\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ s}^{-1}$) à $T = 1,85^\circ\text{K}$.



Chapitre 3

ANISOTROPIE DE LA DEFORMATION

Compte tenu de la direction du champ magnétique B_z parallèle à l'axe d'anneaux plans monocristallins, on peut admettre qu'il se crée dans l'épaisseur de peau du métal une répartition de contraintes radiales.

Ces contraintes radiales ne sont pas homogènes dans l'épaisseur de peau. L'épaisseur de peau e_p étant dépendant de la conductivité, donc de la température T , l'état de contrainte à l'intérieur de l'échantillon dépend donc de l'épaisseur de peau e_p par rapport aux dimensions de l'échantillon ΔR (c'est-à-dire des conditions $\Delta R \gg 2 e_p$ ou $\Delta R \ll 2 e_p$).

On obtient ainsi une contrainte dynamique par influence du champ magnétique.

La réponse du cristal à ce phénomène d'influence est la déformation.

3.1 - PREPARATION DES EPROUVETTES

De gros monocristaux cylindriques ($\varnothing$ 21 mm) de cuivre et d'aluminium sont obtenus par la technique de Bridgmann. La pureté des cristaux est de 99,98 pour le cuivre et de 99,995 pour l'aluminium.

Les anneaux monocristallins, après électro-érosion et polissage, subissent un recuit à 700°C pendant 4 h. pour le cuivre et à 400°C pendant 3 h. pour l'aluminium.

Les dimensions finales des éprouvettes annulaires sont :

$\varnothing$ extérieur : $20,1 \pm 0,02$ mm.

$\varnothing$ intérieur : $12,85 \pm 0,02$ mm.

Epaisseur : $0,5 \pm 0,02$ mm.

3.2 - ANISOTROPIE DE LA DEFORMATION

Par application d'un champ magnétique intense, parallèle à l'axe d'anneaux plans monocristallins, il se produit dans l'épaisseur de peau du métal une répartition radiale de contraintes dynamiques. Le phénomène d'influence obtenu a la symétrie la plus élevée dans le cas de plaquettes annu-

lares bidimensionnelles dont l'axe est parallèle à la direction du champ magnétique.

L'anisotropie de la déformation peut être obtenue en mesurant l'augmentation de la largeur de l'anneau.

Les mesures d'écoulement sont effectuées, de 5 en 5 degrés, optiquement (machine "TRIOPTIC", précision 1μ).

La déformation peut être nulle, ou atteindre des extrêmes importants allant jusqu'à 60 % (cas de l'aluminium) selon les directions cristallographiques.

Un exemple est donné (Fig. 3.1) dans le cas d'un cristal (013) de cuivre sollicité à l'ambiante (cas où $\Delta R \ll 2 e_p$ compte tenu de l'épaisseur Δh des échantillons monocristallins).

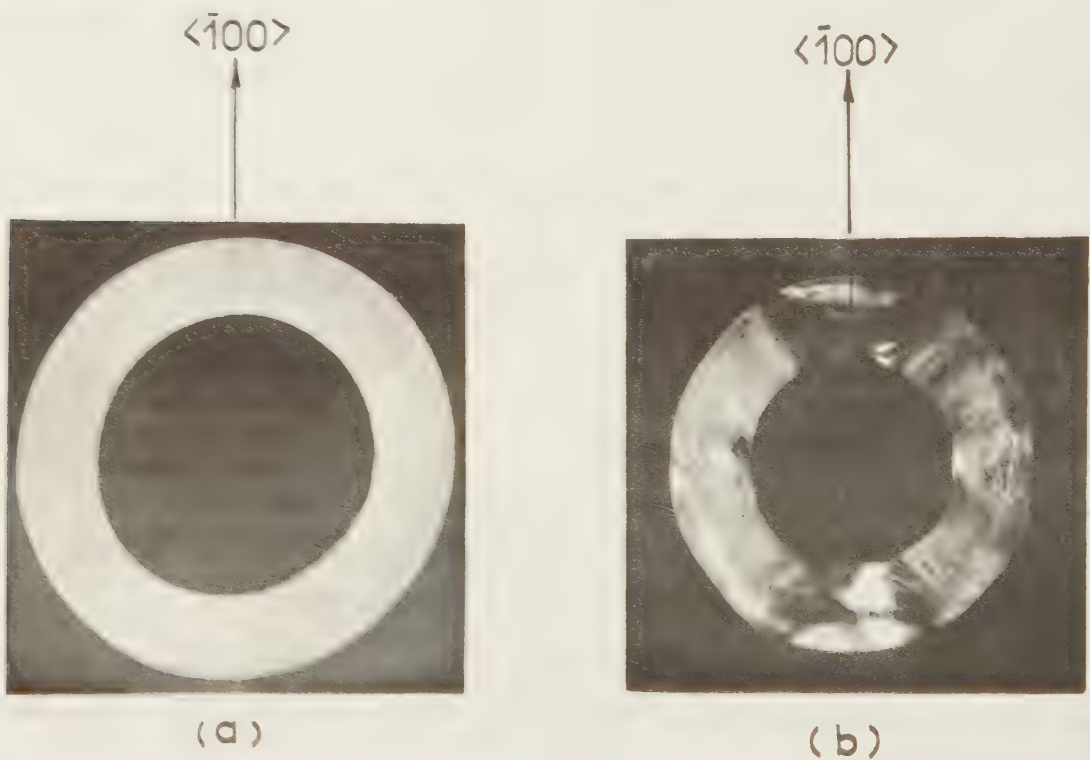


Fig. 3.1

Monocristal de Cu (013) sollicité à $2,27 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$

(a) avant déformation

(b) après déformation (écoulement préférentiel
selon $\langle \bar{1}00 \rangle$)

6°) - Les courbes expérimentales (Fig. 3.10 et 3.11) comparent la déformation moyenne de cristaux de cuivre et d'aluminium découpés autour des axes de zones $[\bar{1}00]$ et $[110]$:

On constate que :

$$\epsilon_m(111) > \epsilon_m(110) > \epsilon_m(100)$$

- pour les coupes monocristallines de la zone $[\bar{1}00]$ l'évolution de la déformation moyenne est analogue pour les deux métaux (Fig. 3.10), avec un écoulement principal dans la direction $\langle 100 \rangle$ et un maximum de la courbe de déformation moyenne obtenu pour le cristal (110).

- pour les zones $[\bar{1}10]$ et $[0\bar{1}1]$ (Fig. 3.11), la déformation moyenne est, dans le cas de l'aluminium, maximale dans les coupes (B) et (C) voisines de (111), tandis que pour le cuivre, elle est maximale pour la coupe (111).

- $\epsilon_m(111)$ est supérieur à $\epsilon_m(B)$ et $\epsilon_m(C)$ pour le cuivre alors que pour l'aluminium $\epsilon_m(111)$ est légèrement inférieur à $\epsilon_m(B)$ et $\epsilon_m(C)$

3.4 - CARTOGRAPHIES REPRESENTATIVES DE LA DEFORMATION DES COUPES MONOCRISTALLINES

Compte-tenu des variations très grandes de la déformation, nous avons tracé des cartographies représentatives de l'écoulement viscoplastique des coupes monocristallines de cuivre et de l'aluminium.

3.4.1 - Courbes de niveau de déformation du cuivre et de l'aluminium (axe de zone $[\bar{1}00]$)

Après sollicitation à l'ambiante, les courbes expérimentales obtenues pour chaque plan de coupe d'axe de zone $[\bar{1}00]$ permettent d'établir des cartographies par tracé des courbes de niveau de déformation. (Planches 3.1, 3.3, 3.5 et 3.7). Chacune de ces courbes correspond à une valeur de déformation constante selon les directions de l'axe de zone $[\bar{1}00]$.

Ces cartographies présentées en vue de face (Planches 3.1 et 3.3) et en vue de dessus (Planches 3.5 et 3.7) permettent de connaître la valeur de l'écoulement pour chaque direction cristallographique.

La complexité des formes n'a pas permis la représentation des cartographies pour les axes $[\bar{1}10]$ et $[0\bar{1}1]$ par cette méthode de tracé.

3.4.2 - Modèle spatial de l'écoulement du cuivre autour des axes de zones de type $[\bar{1}00]$ et $[110]$

A l'aide des courbes expérimentales obtenues pour chaque coupe monocristalline, nous avons effectué le rabattement dans des plans perpendiculaires aux axes de zone $[\bar{1}00]$ et $[110]$ de la valeur de la déformation ϵ_θ d'azimut θ du plan de coupe de nos cristaux (l'angle θ varie de 5 en 5°).

Cette méthode a été utilisée pour le cas de l'aluminium par M. LEROY [105, 106] (Planches 3.3, 3.4, 3.6, 3.8, 3.10, 3.12).

3.4.3 - Remarques

1°) Les photographies des modèles expérimentaux obtenus montrent la complexité des formes, notamment dans le cas des coupes monocristallines d'axe de zone $[110]$. Le nombre de "pics" de déformation maximale étant important dans ce cas.

2°) La comparaison des modèles représentatifs de l'écoulement du cuivre et de l'aluminium (Planches 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4) permet les remarques suivantes :

- les pics principaux de déformation sont dans la même direction $\langle 110 \rangle$ mais lorsqu'on s'éloigne de cette direction, l'écoulement diminue beaucoup plus rapidement pour le cuivre que pour l'aluminium. Ceci se traduit sur les cartographies par un profilé nettement plus marqué pour le cuivre.

- la formabilité de l'aluminium est environ trois à quatre fois plus grande que celle du cuivre pour l'axe de zone $[\bar{1}00]$.

3.5 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Nous avons déformé à même contrainte des monocristaux de cuivre (111) aux températures allant de 293°K à 1,8°K.

Nous remarquons que la valeur de la déformation ϵ augmente de la valeur $\epsilon_{293K} \approx 26 \%$ jusqu'à une valeur limite $\epsilon_{4K} \approx 33 \%$ pour décroître rapidement jusqu'à $\epsilon_{1,8K} \approx 15 \%$ (Figure 3.12).

Fig. 3.2 - Déformation d'un cristal (001)
(cuivre et aluminium)
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al

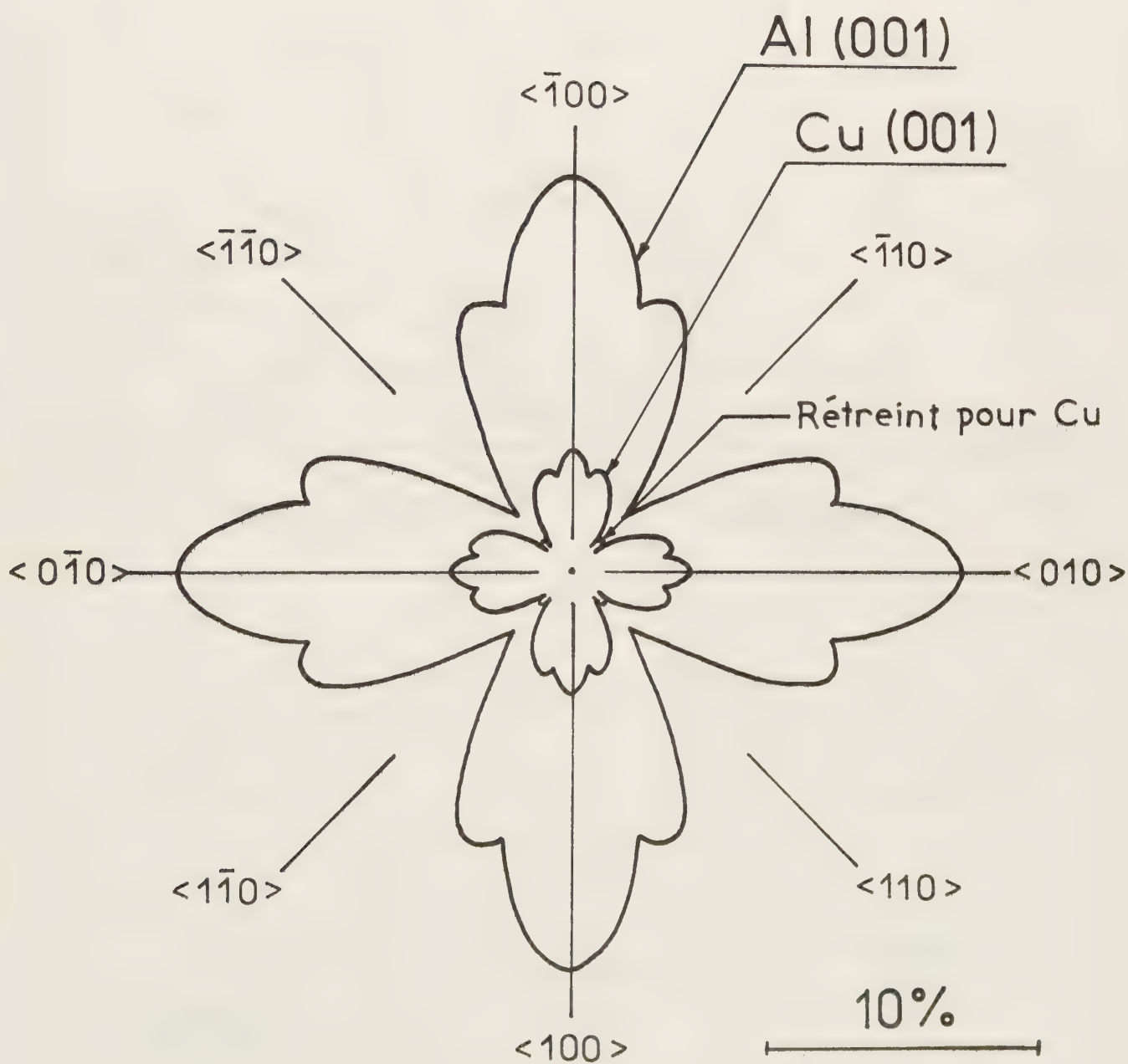


Fig. 3.3 - Déformation d'un cristal (011)
cuivre et aluminium
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al

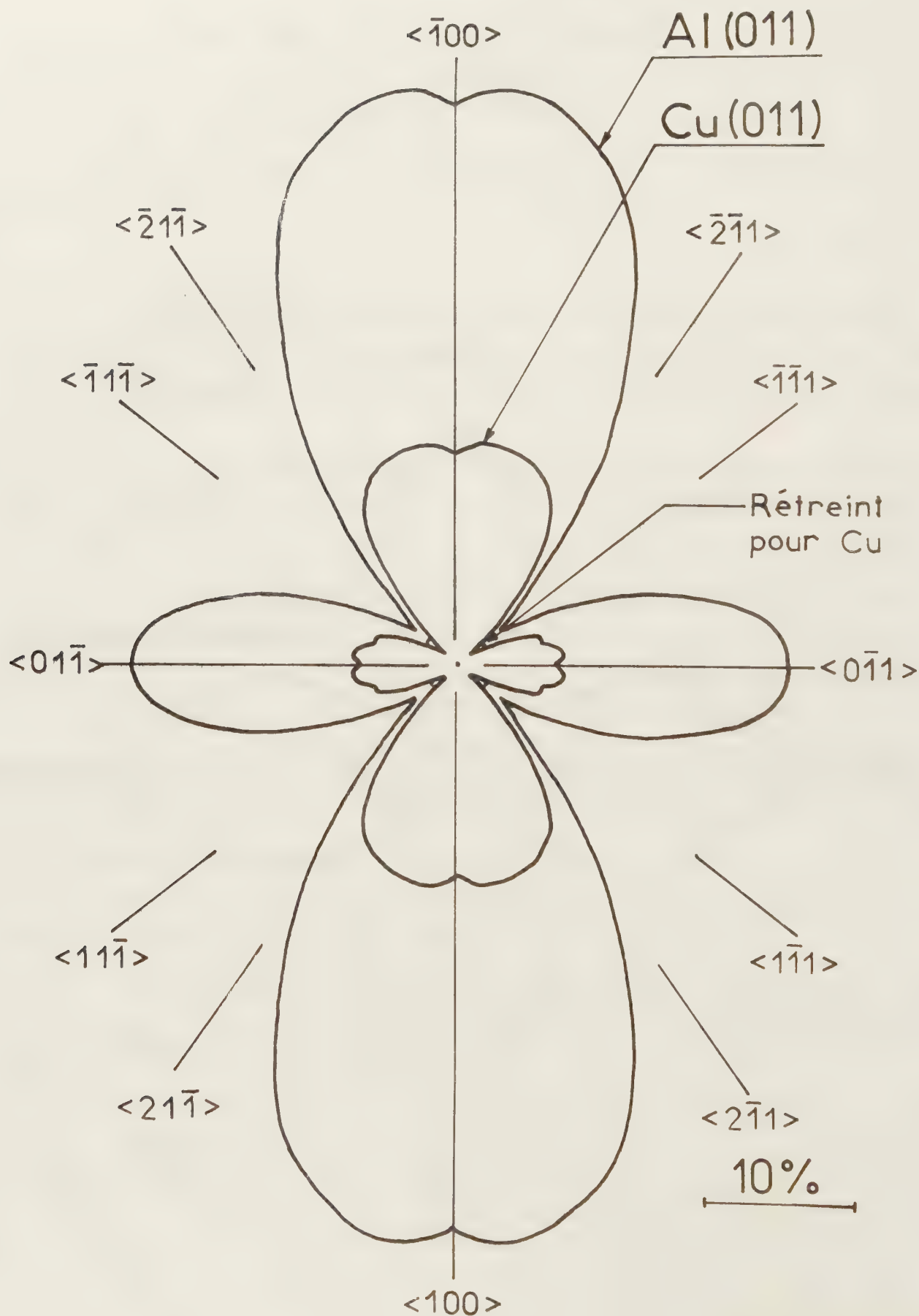


Fig. 3.4 - Déformation d'un cristal (111)
cuivre et aluminium
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al

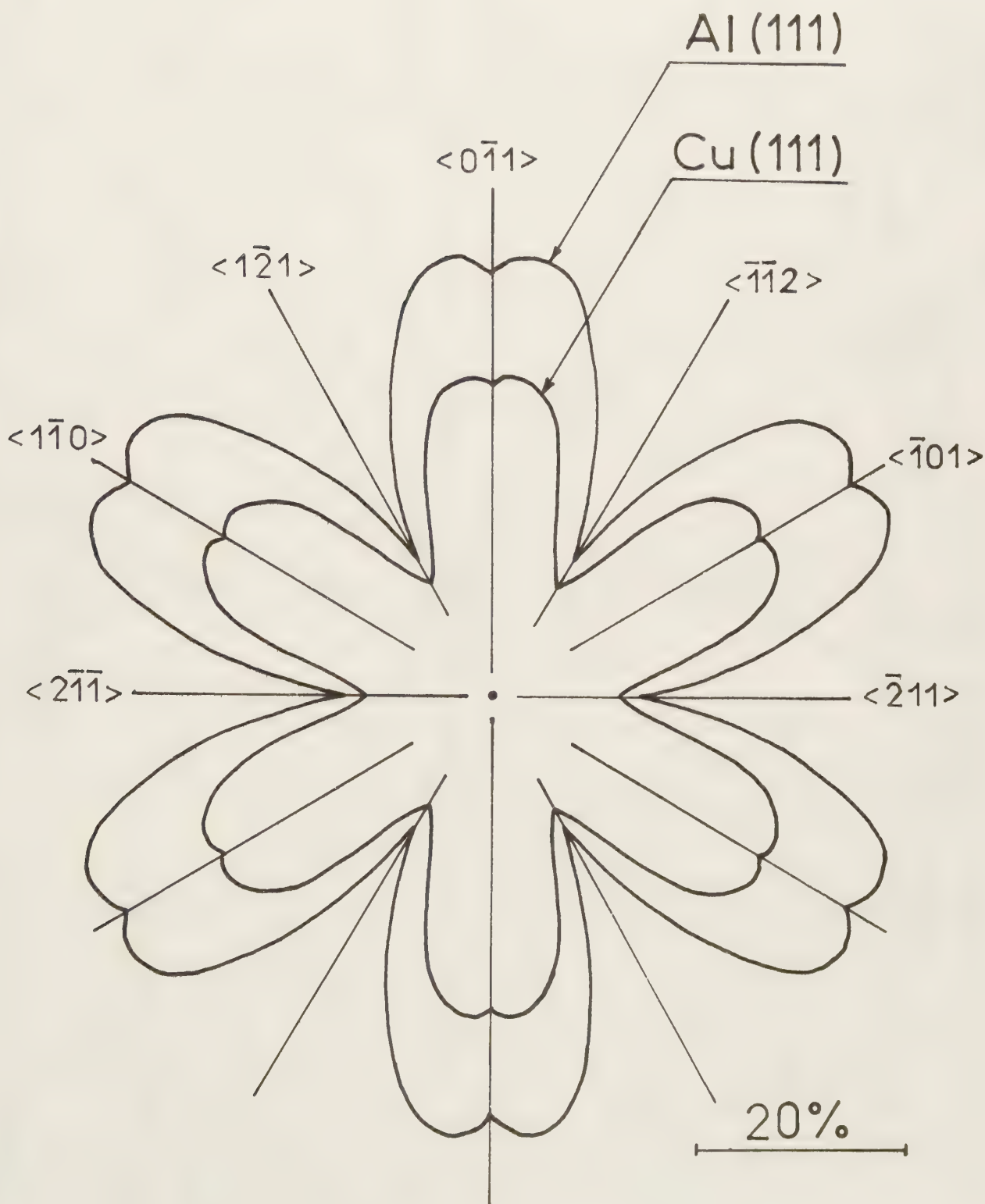


Fig. 3.5 - Déformation d'un cristal
(112) cuivre et aluminium
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al

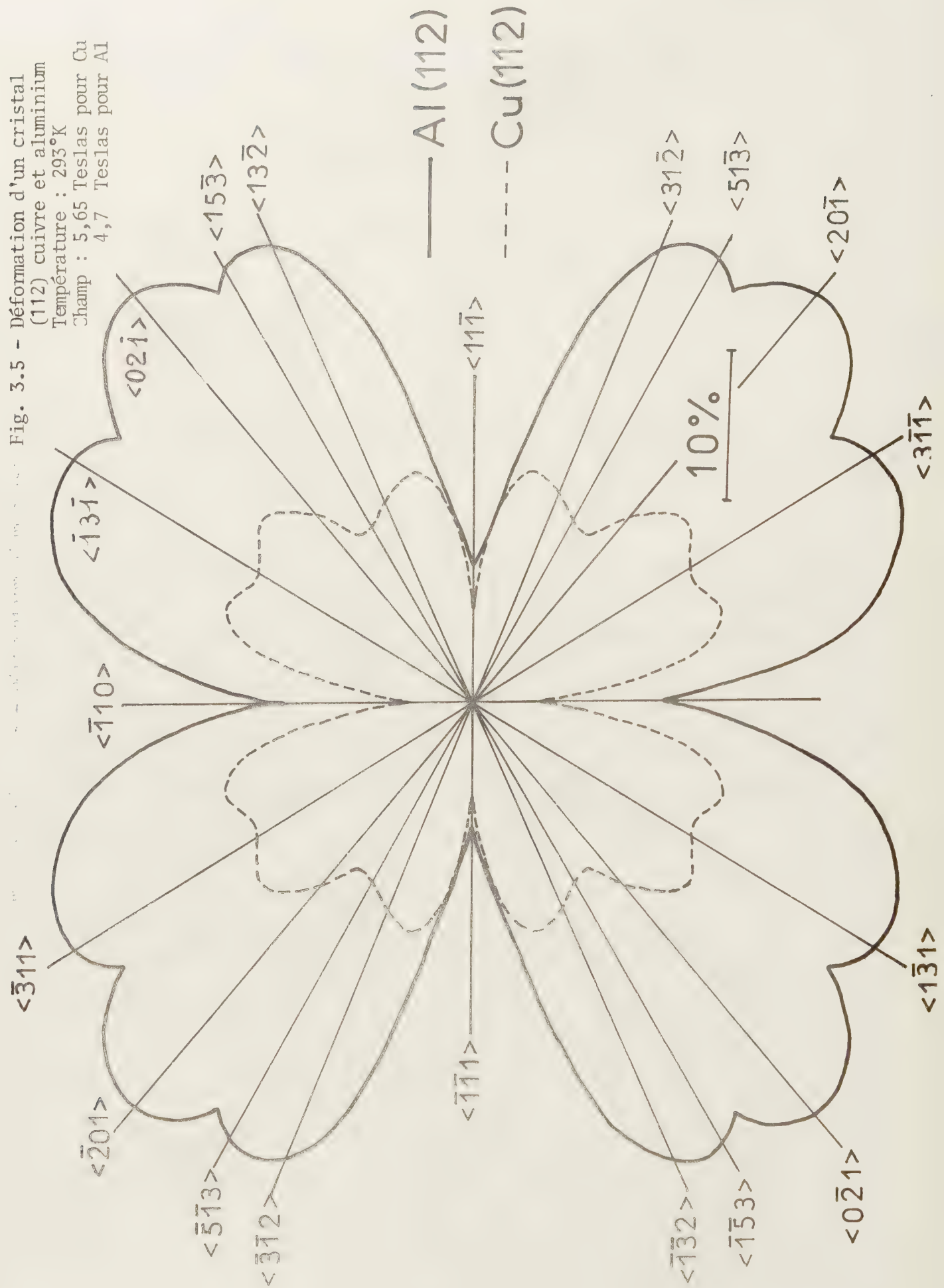


Fig. 3.6 - Courbe de déformation d'un cristal (001)
(cuivre et aluminium) en fonction des
angles cristallographiques
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al

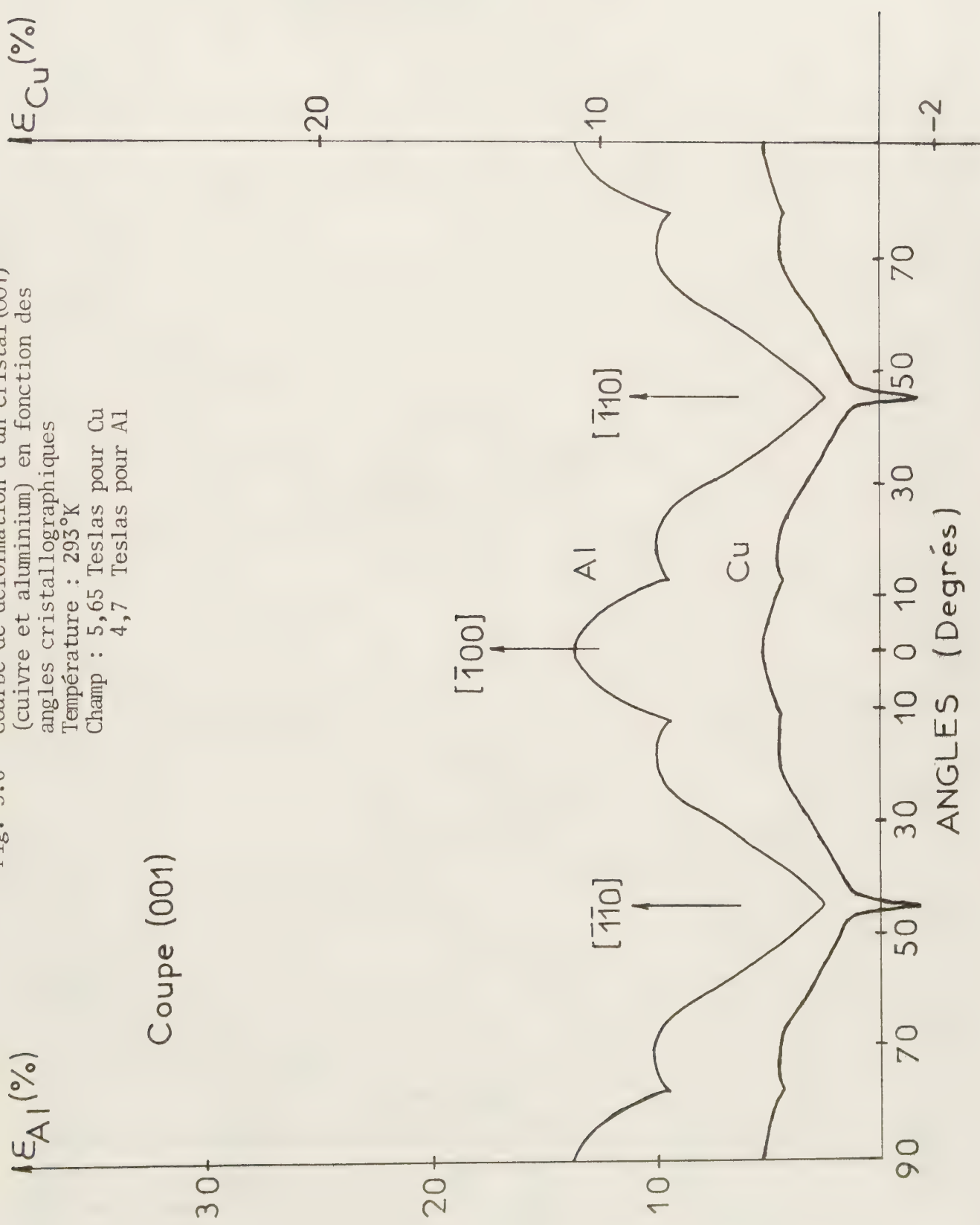
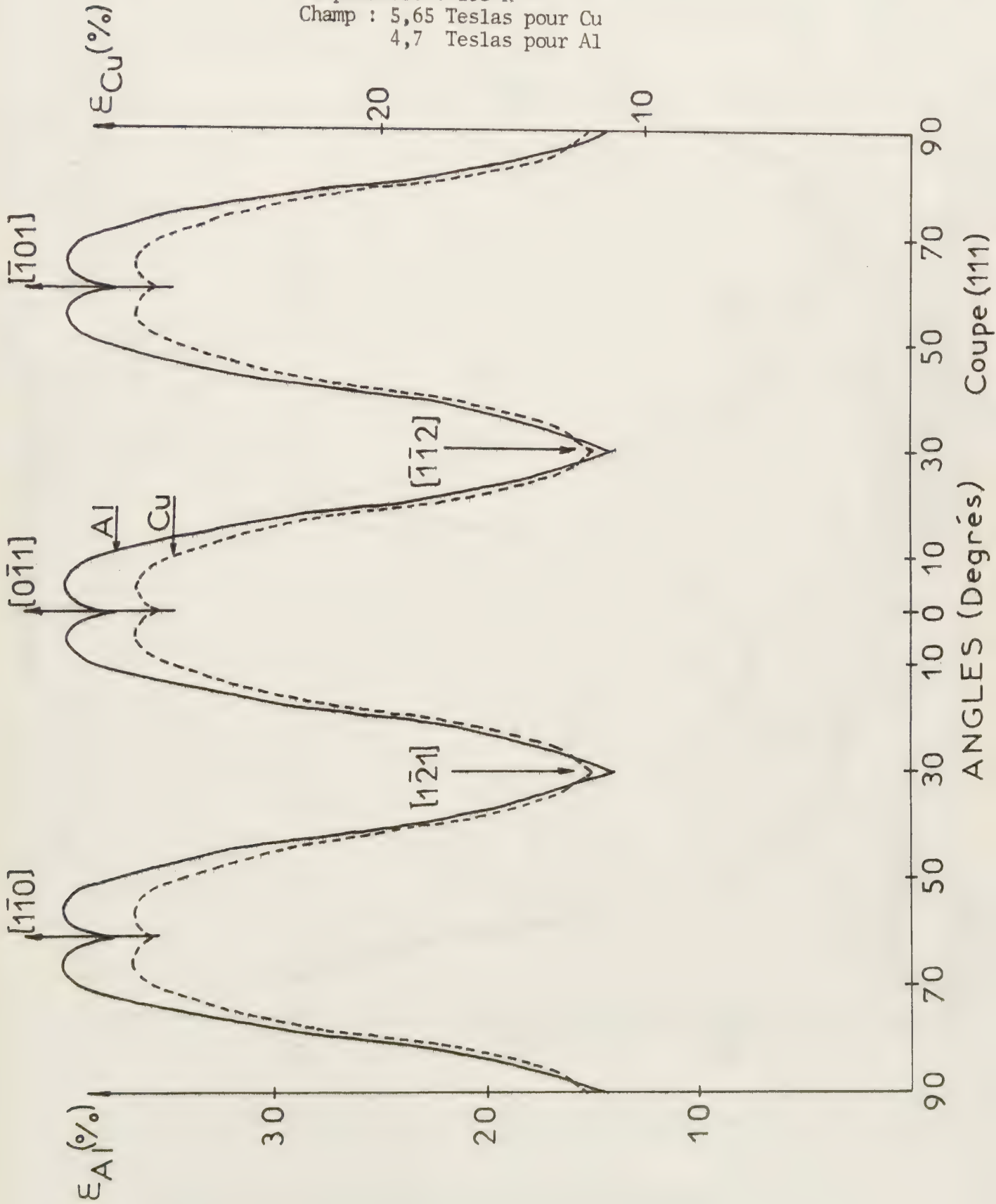


Fig. 3.7 - Courbe de déformation d'un cristal (011)
(cuivre et aluminium) en fonction des angles
cristallographiques
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
: 4,7 Teslas pour Al



3.8 - Courbe de déformation d'un cristal (111)
(cuivre et aluminium) en fonction des
angles cristallographiques
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al



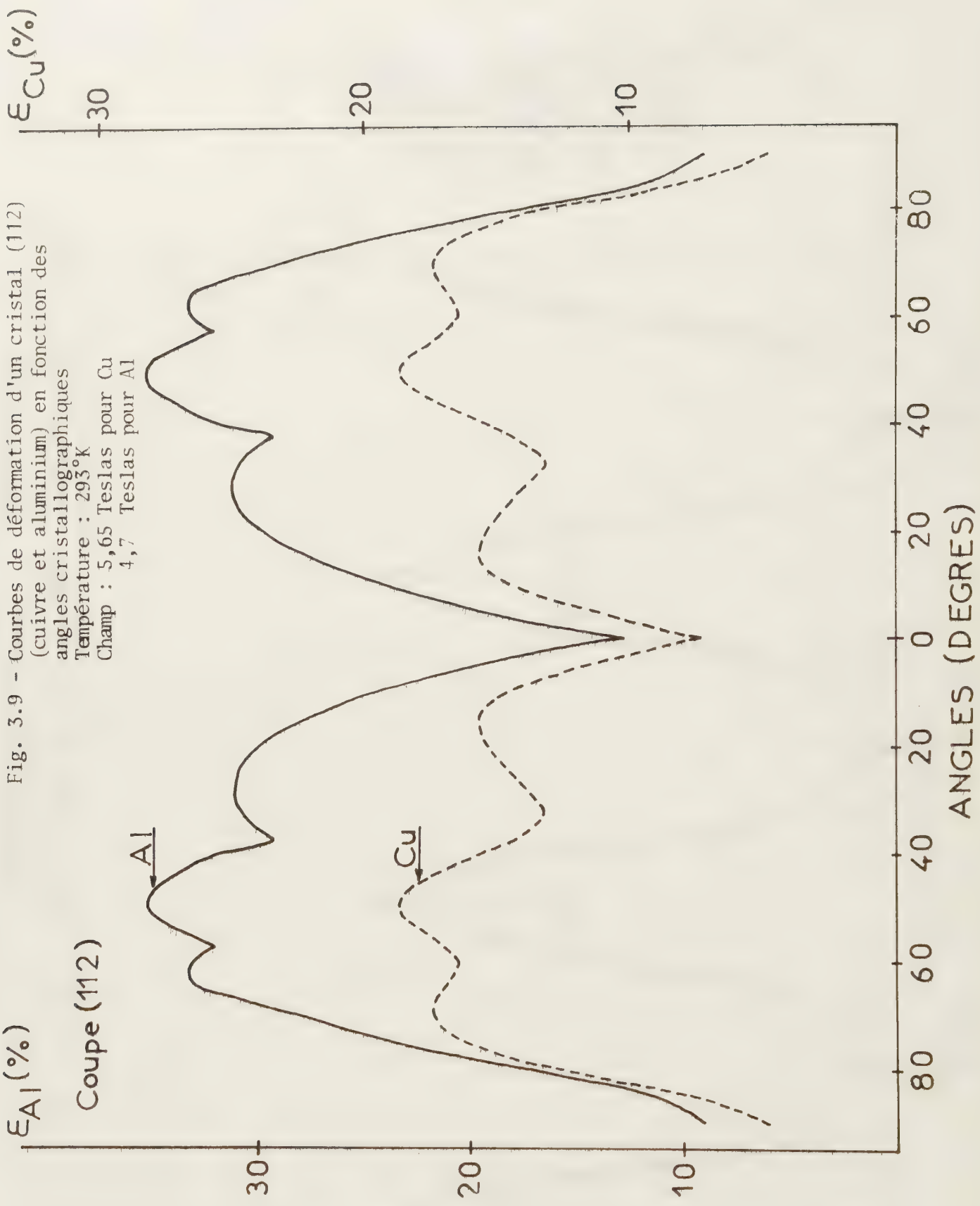


Fig. 3.9 - Courbes de déformation d'un cristal (112) (cuivre et aluminium) en fonction des angles cristallographiques
Température : 293°K
Champ : 5,65 Teslas pour Cu
4,7 Teslas pour Al

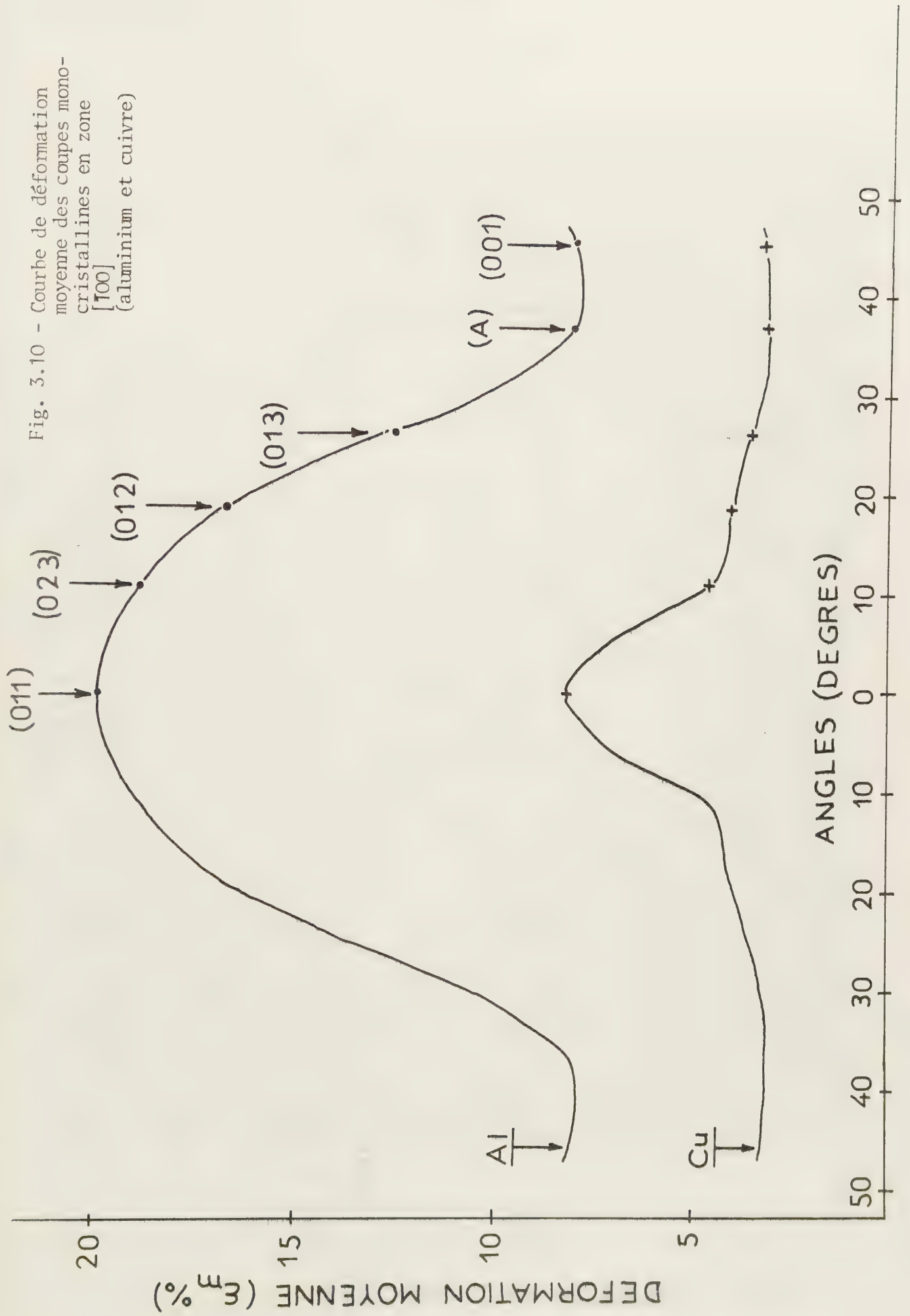
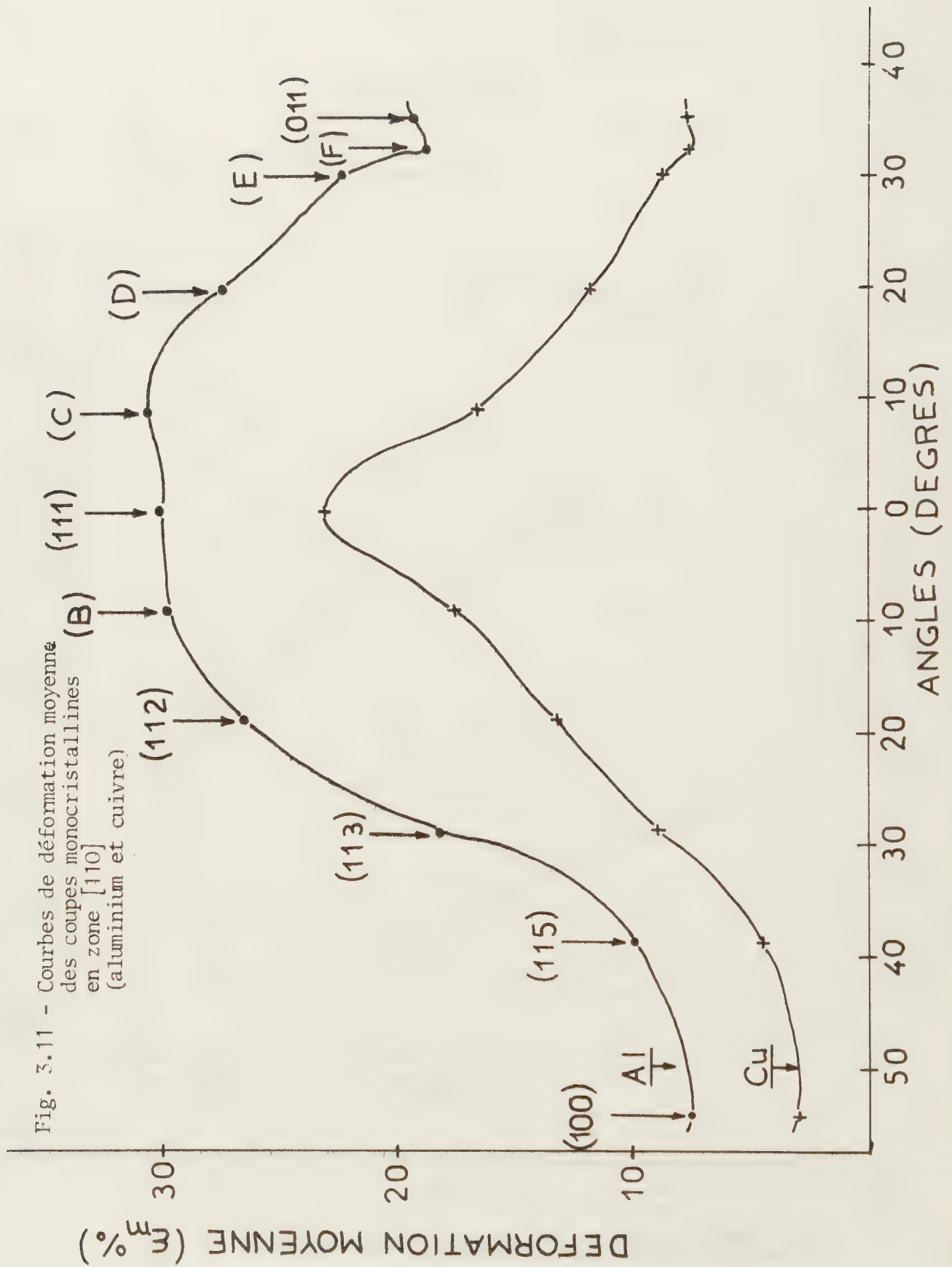


Fig. 3.11 - Courbes de déformation moyenne
des coupes monocristallines
en zone [110]
(aluminium et cuivre)



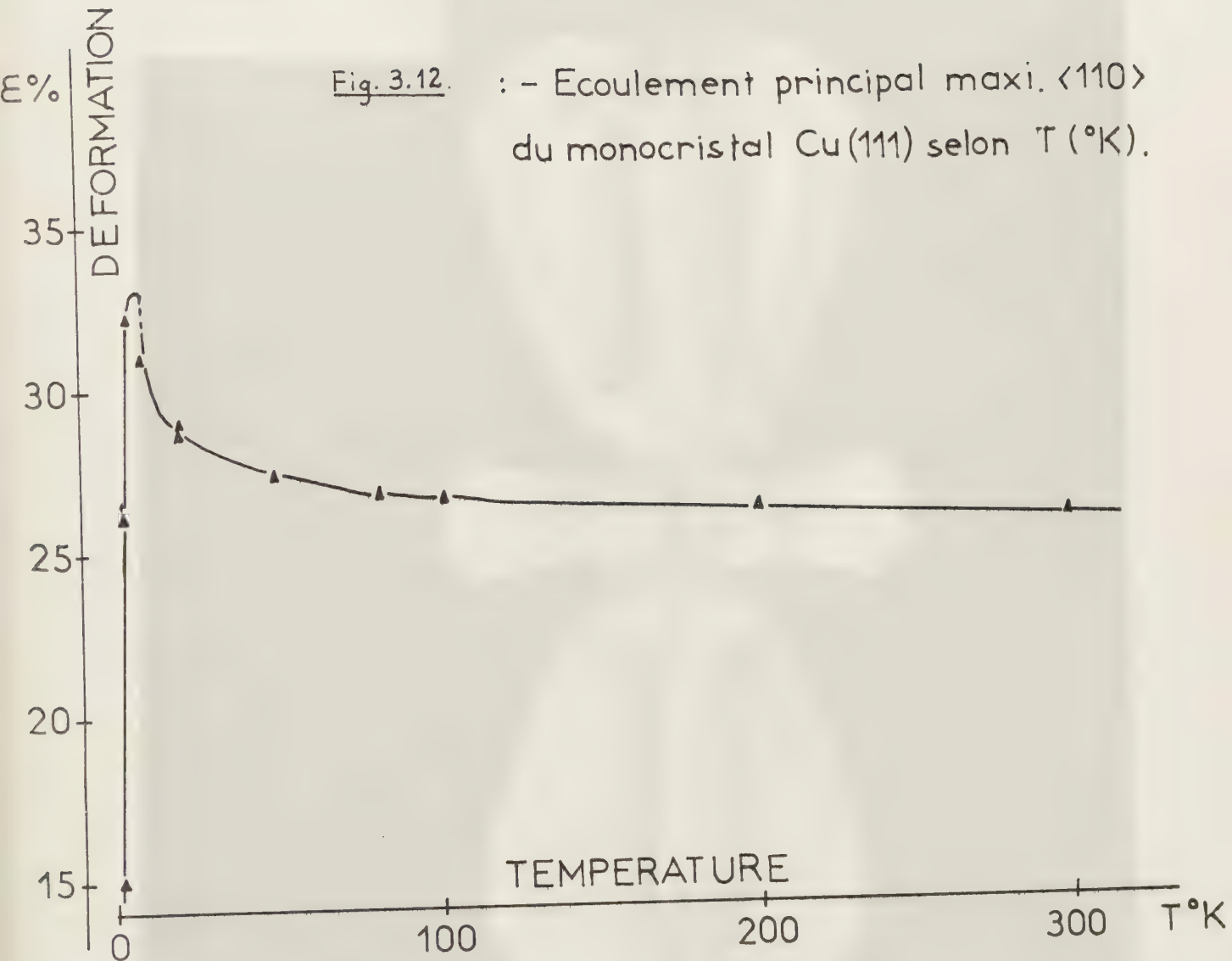




Planche 3.1

Représentation stéréographique des déformations expérimentales d'échantillons monocristallins plans c f c (cuivre).
Axe de zone $[100]$ en vue de face (modèle en plâtre).

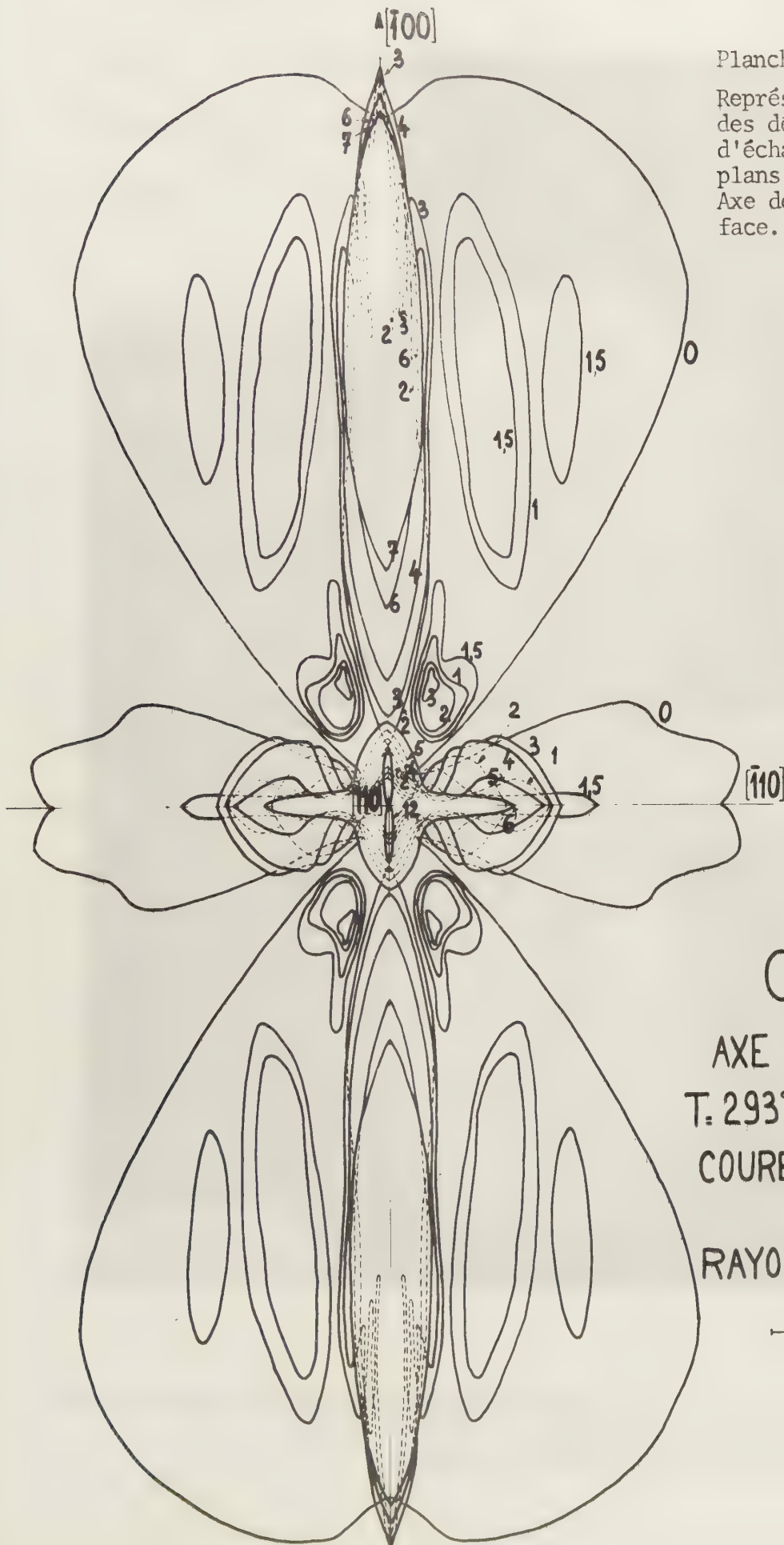


Planche 3.2

Représentation stéréographique
des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins
plans c f c (cuivre)
Axe de zone $[100]$ en vue de
face.

CUIVRE

AXE DE ZONE $[100]$

T: 293°K ; 2,27 daN.mm⁻²

COURBES DE NIVEAU :

1 UNITE = 0,555%

RAYON POLAIRE :

4,2%



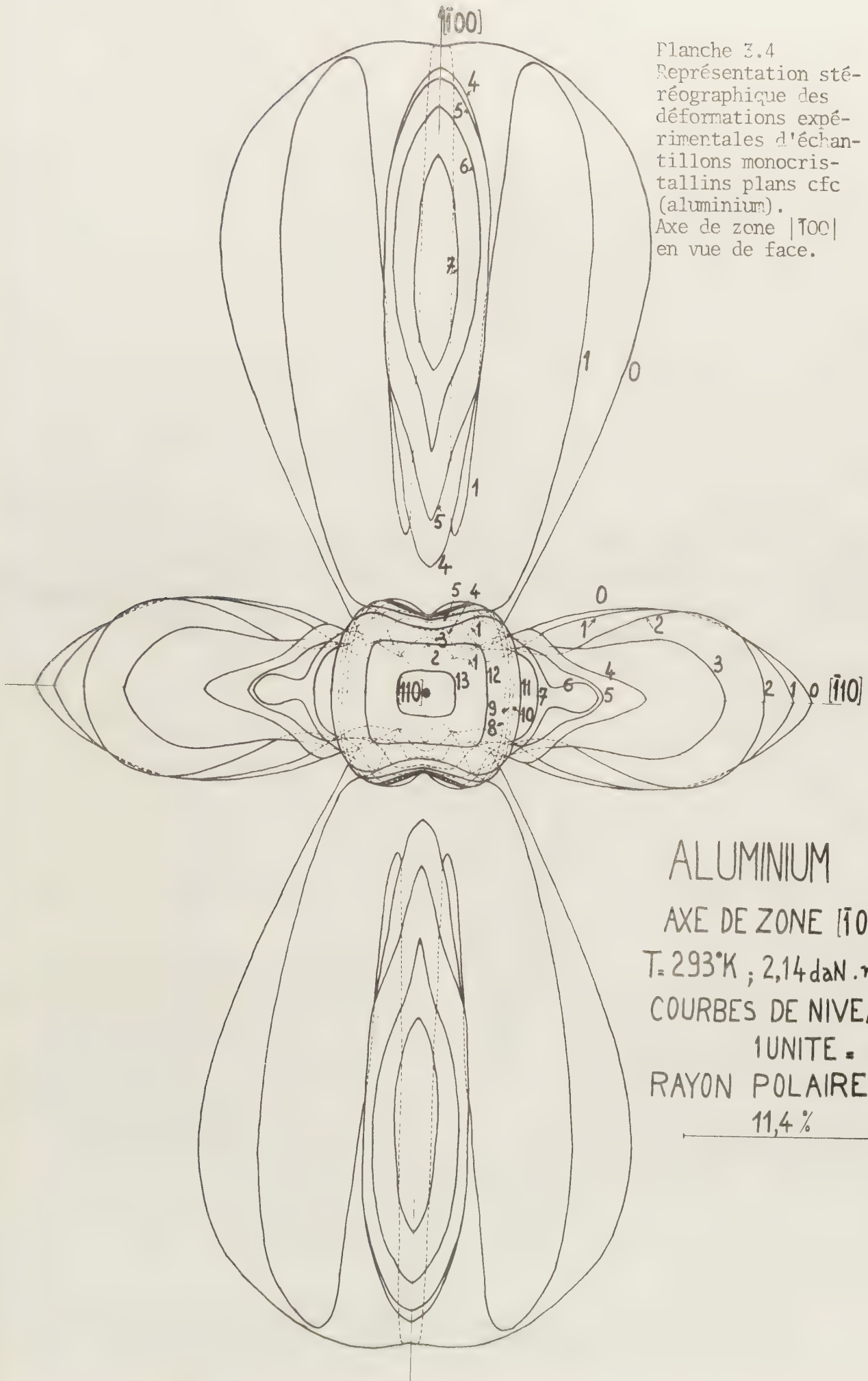
Planche 3.3

Représentation stéréographique des déformations expérimentales d'échantillons monocristallins plans c f c (aluminium).
Axe de zone $[\bar{1}00]$ en vue de face (modèle en plâtre).

$[100]$

Flanche 3.4
Représentation stéréographique des déformations expérimentales d'échantillons monocristallins plans cfc (aluminium).

Axe de zone $[100]$
en vue de face.



ALUMINIUM

AXE DE ZONE $[100]$

$T = 293^\circ\text{K}$; $2,14 \text{ daN} \cdot \text{mm}^{-2}$

COURBES DE NIVEAU :

1 UNITE = 1,66%

RAYON POLAIRE :

11,4 %

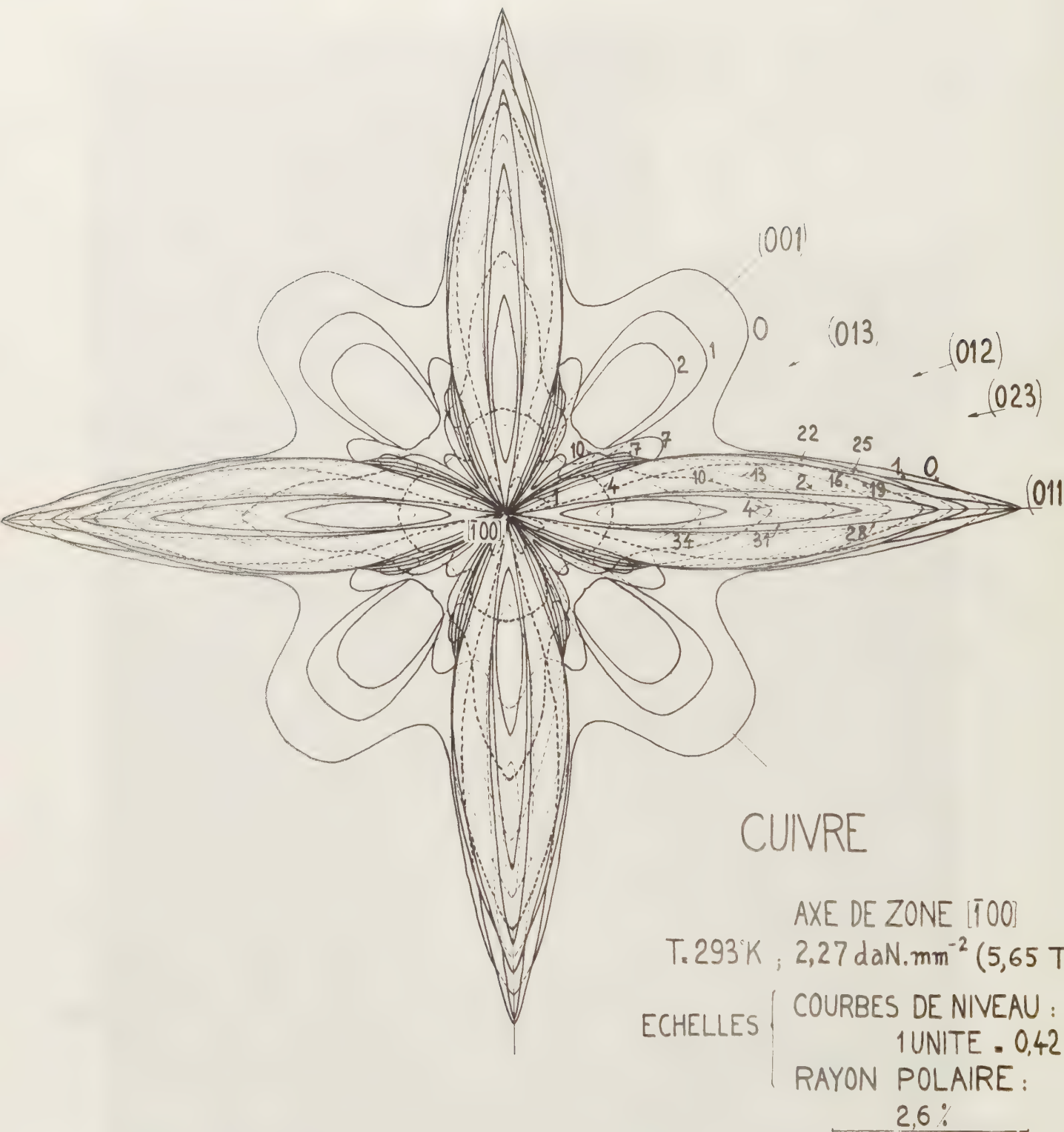


Planche 3.5

Représentation stéréographique des déformations expérimentales d'échantillons monocristallins plans c f c (cuivre)
 Axe de zone $[100]$ en vue de dessus

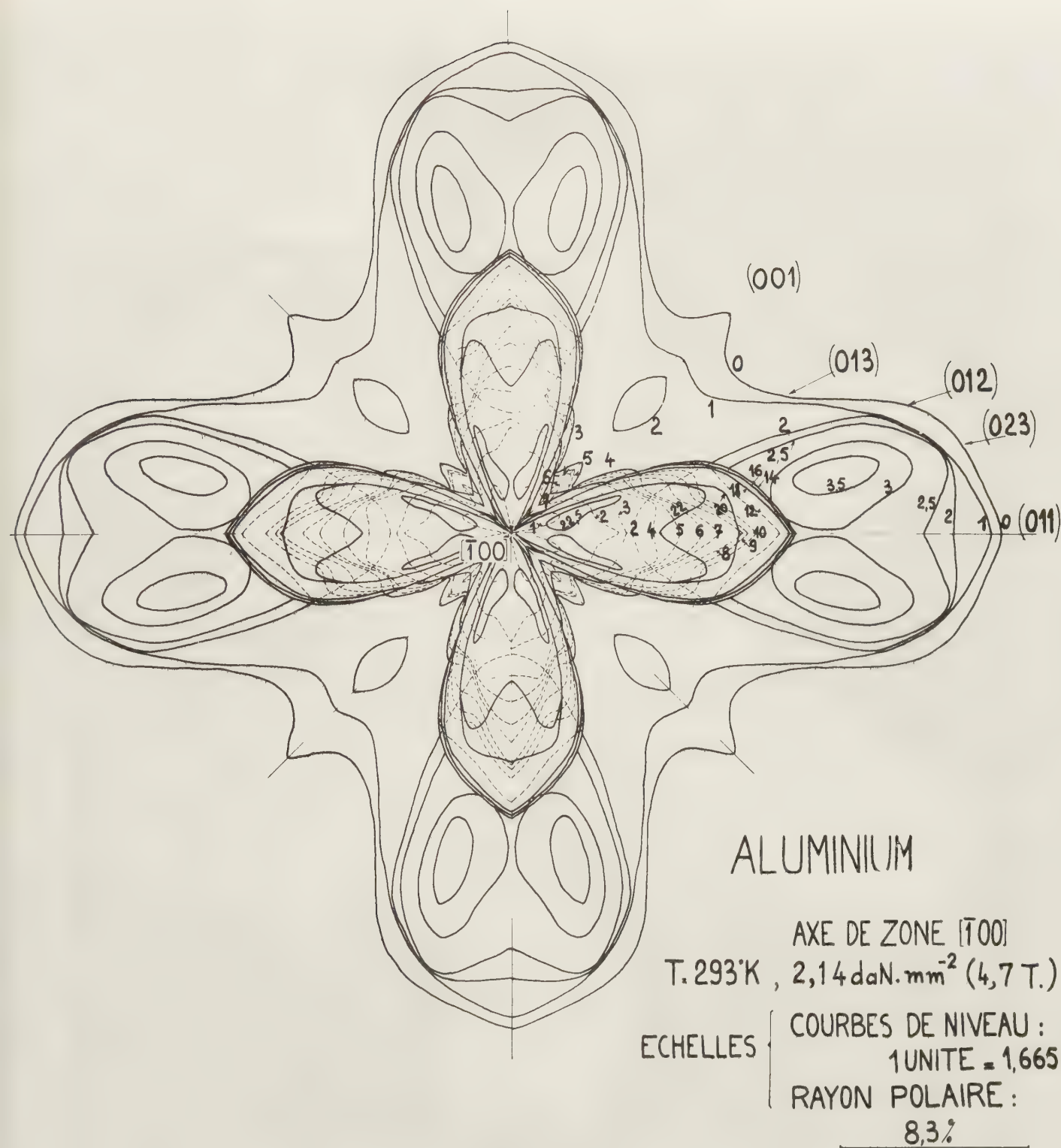


Planche 3.6

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (aluminium)
Axe de zone [100] en vue de dessus



Planche 3. 7

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (cuivre)
Axe de zone $[\bar{1}10]$ en vue de face

Planche 3. 8

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (aluminium)
Axe de zone $[\bar{1}10]$ en vue de face



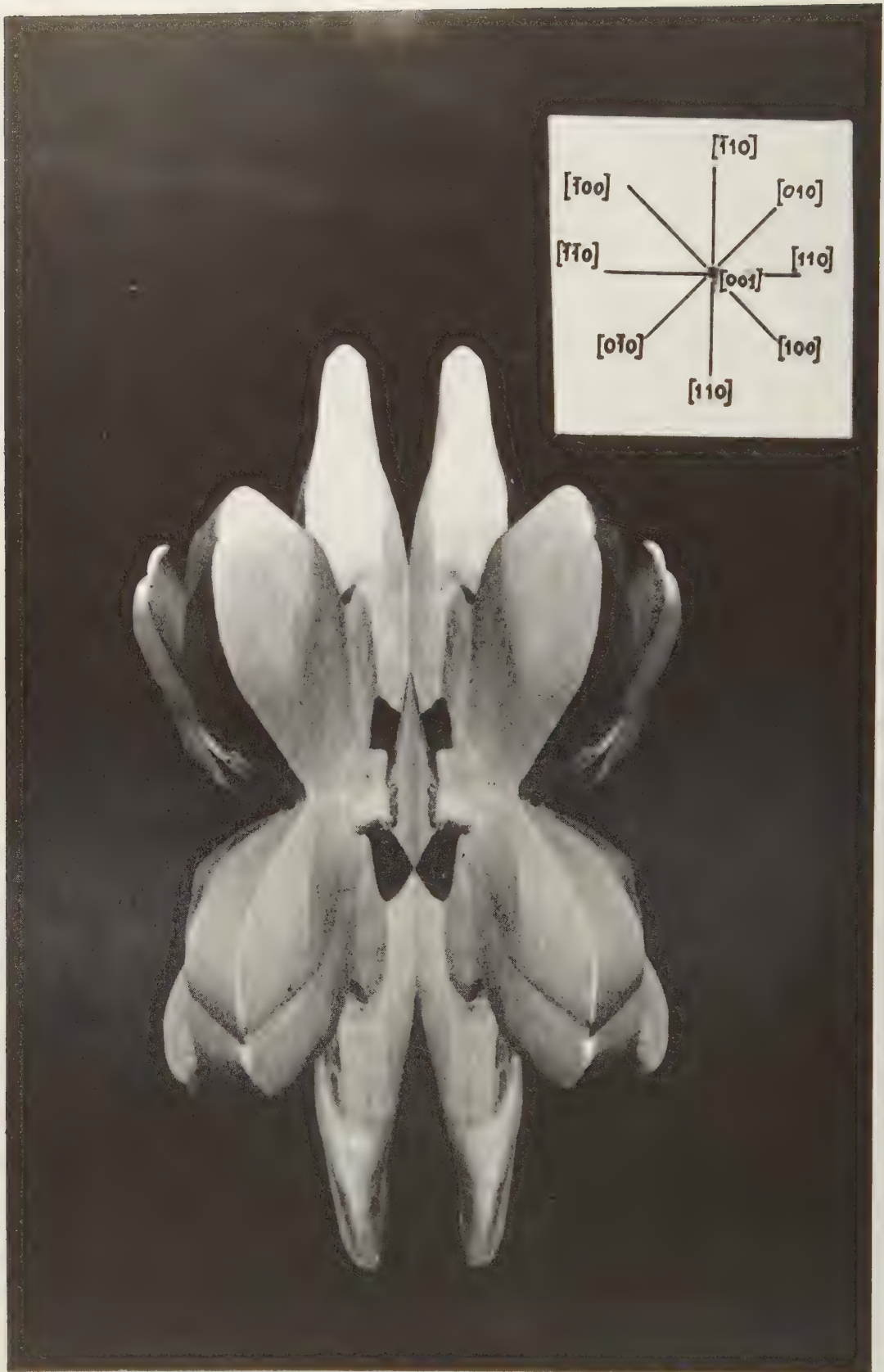


Planche 3.9

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (cuivre)
Axe de zone $[1\bar{1}0]$ en vue de profil

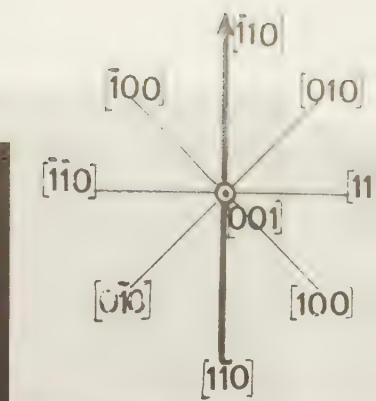


Planche 3.10

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (aluminium)
Axe de zone $[1\bar{1}0]$ en vue de profil

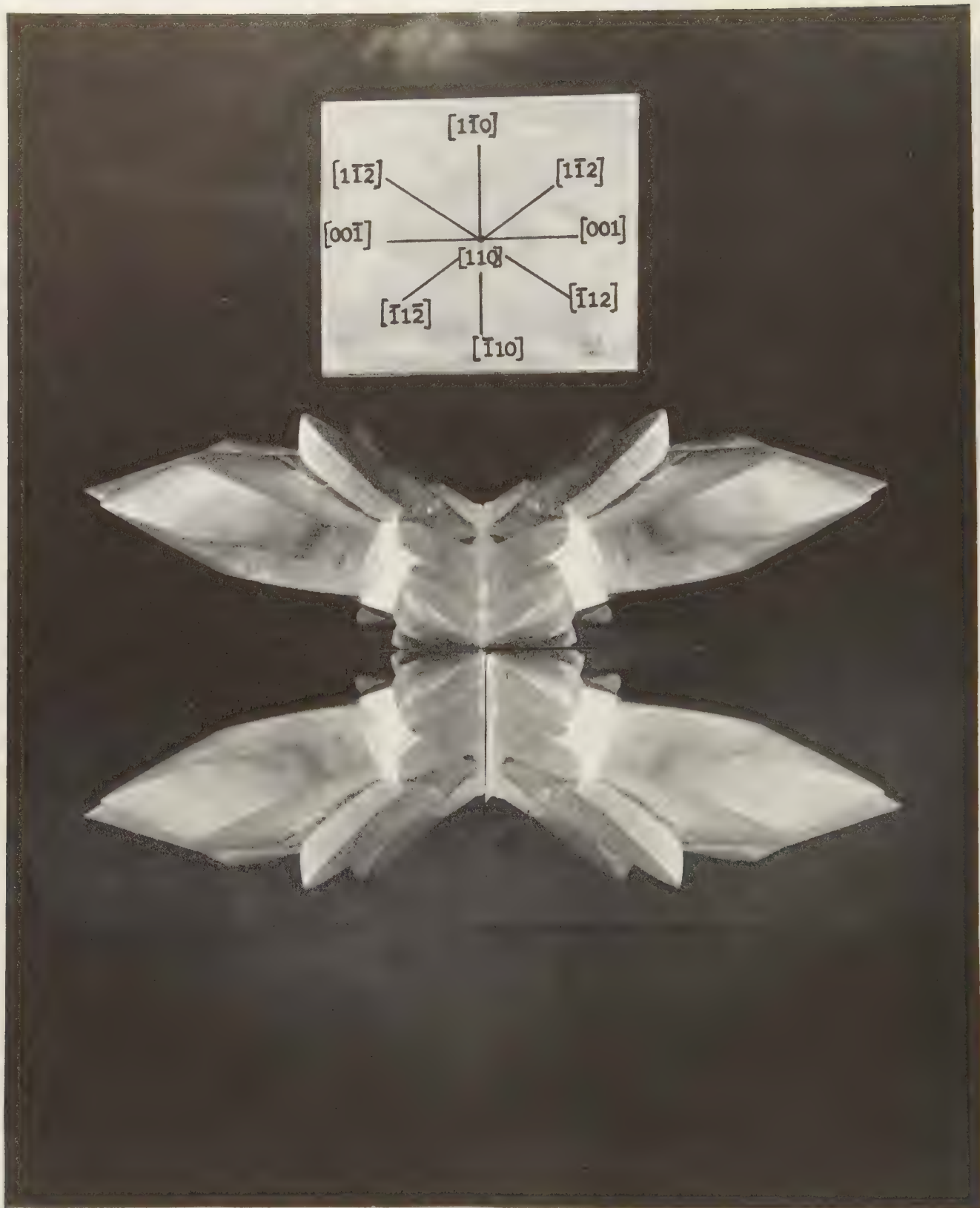


Planche 3.11

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (cuivre)
Axe de zone $[1\bar{1}0]$ en vue de dessus

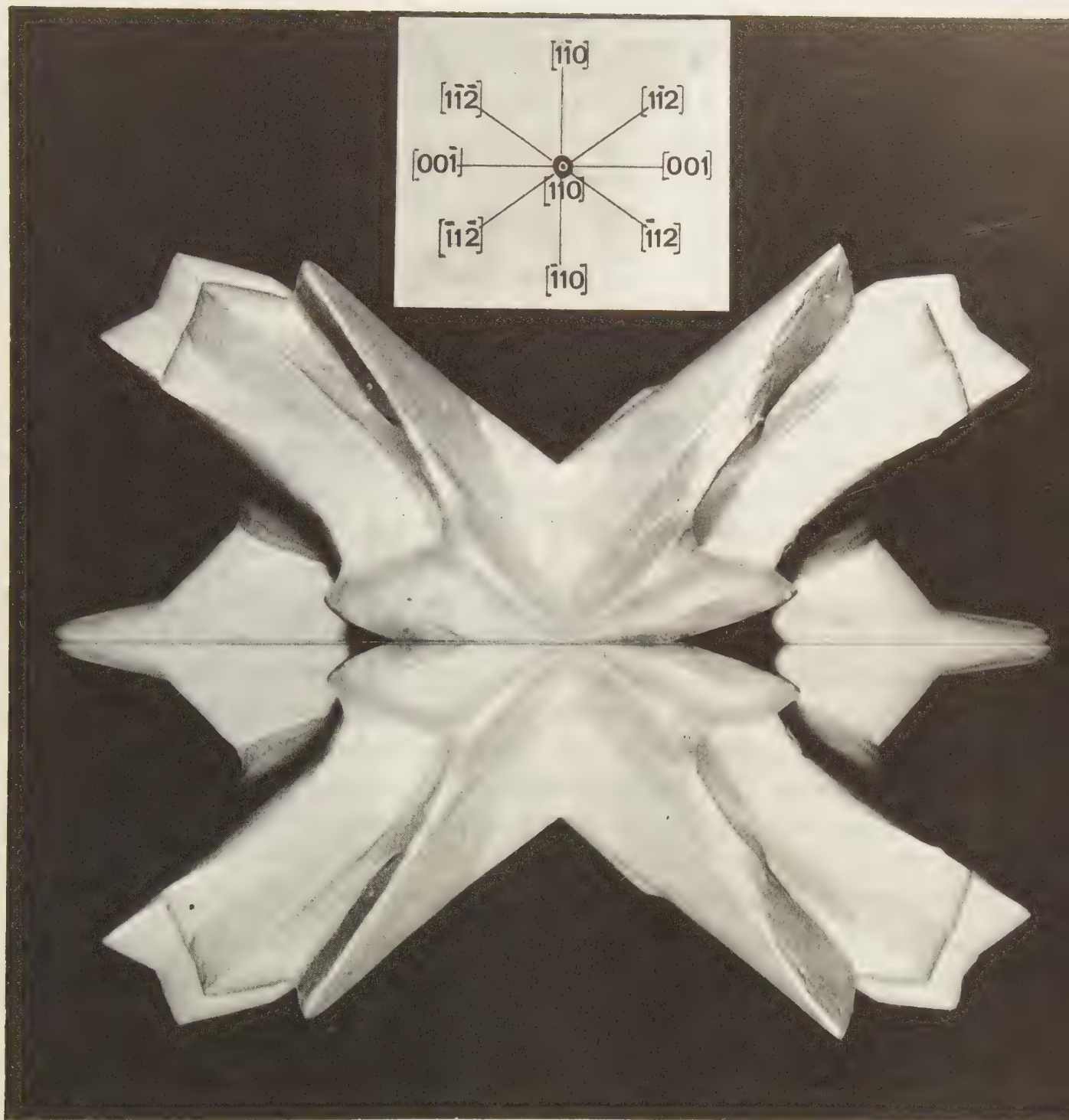


Planche 3.12

Représentation stéréographique des déformations expérimentales
d'échantillons monocristallins plans c f c (aluminium)
Axe de zone $[1\bar{1}0]$ en vue de dessus

3.6 - ASPECTS STRUCTURAUX OBSERVES AU MICROSCOPE OPTIQUE

L'observation au microscope optique des monocristaux déformés a révélé quatre types de structure dans le cuivre : glissement simple, glissement double, sous-joints et macles de déformation (Planche 3.15). La présence de ces structures dépend beaucoup de l'orientation cristallographique et du stade d'écrouissage atteint.

Les macles observées sont dans le plan (111) et de direction $\langle 11\bar{2} \rangle$, ce qui est habituel aux basses températures [13,14,15,159,85,178], nous les observons à l'ambiante, ce qui est moins fréquent. J.E. HOCKETT et E.G. ZUKAS [85,178] ont observé des macles de déformation dans leurs études de compression dynamique sur le fer et ont montré qu'il y a une corrélation importante entre la température, la vitesse de déformation et le mode de déformation (glissement simple, glissement combiné ou maclage). La Fig. 3.13 montre un exemple de cette corrélation.

Les lignes de glissement observées dans les plans (111) sont parallèles à $\langle 11\bar{2} \rangle$ dans les régions de maximum de déformation et parallèles à $\langle 110 \rangle$ dans les régions de minimum de déformation. Dans ce dernier cas, les traces de type {111} apparaissent dans le plan (111), ce qui met en évidence un système de glissement {111} $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ habituel dans les métaux c.f.c. Dans les régions de déformation maximum, les lignes de glissement sont moins faciles à résoudre et sont faiblement ondulées ; les traces observées doivent correspondre à une intersection de (111) avec (110) de direction $\langle 11\bar{2} \rangle$. Cela semble montrer qu'un autre système de glissement de type {110} $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ est activé. Il est possible que nos conditions de déformation à grande vitesse nous place dans un phénomène relativiste où la vitesse des dislocations est très grande. Dans ce cas, il y a réduction de la largeur de dissociation qui peut atteindre la valeur zéro pour une dislocations vis. LE HAZIF,

DORIZZI et POIRIER [102] ont pu observer le système {110} $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ en déformant à faible vitesse et aux températures élevées des cristaux de cinq métaux c.f.c. En déformant par choc à l'ambiante des monocristaux d'aluminium, STEVEN et POPE [162] montrent que l'on observe des glissements de type {110} $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ en plus du système {111} $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. Nos observations confirment ces derniers résultats. R. CHERON [18] sur les monocristaux de cupro-aluminiums et F. POULIQUEN [141] sur les monocristaux d'aluminium utilisant le procédé de déformation par champ magnétique à l'ambiante observent également ces deux systèmes. (Planches 4.6 et 4.7). Vu son importance, ce problème sera développé dans un prochain chapitre consacré aux monocristaux de coupe (111).

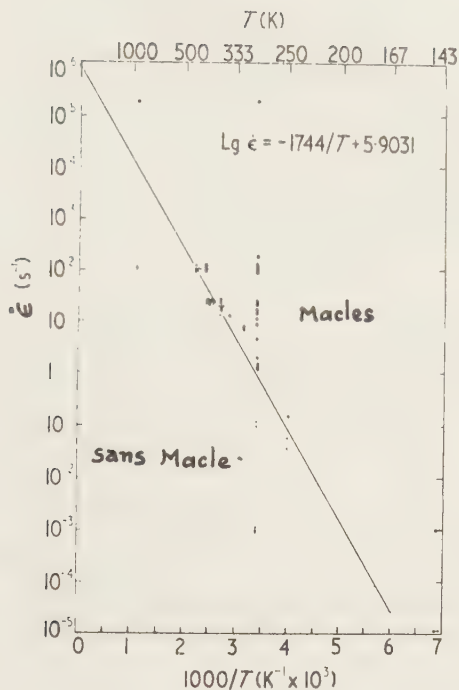


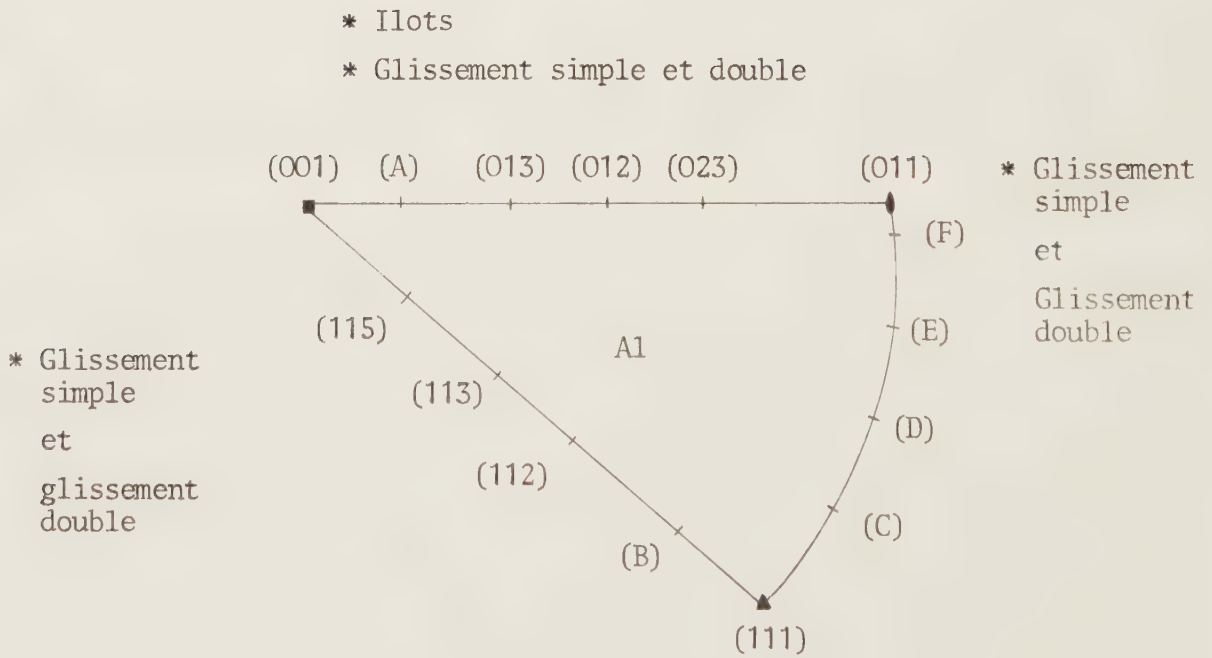
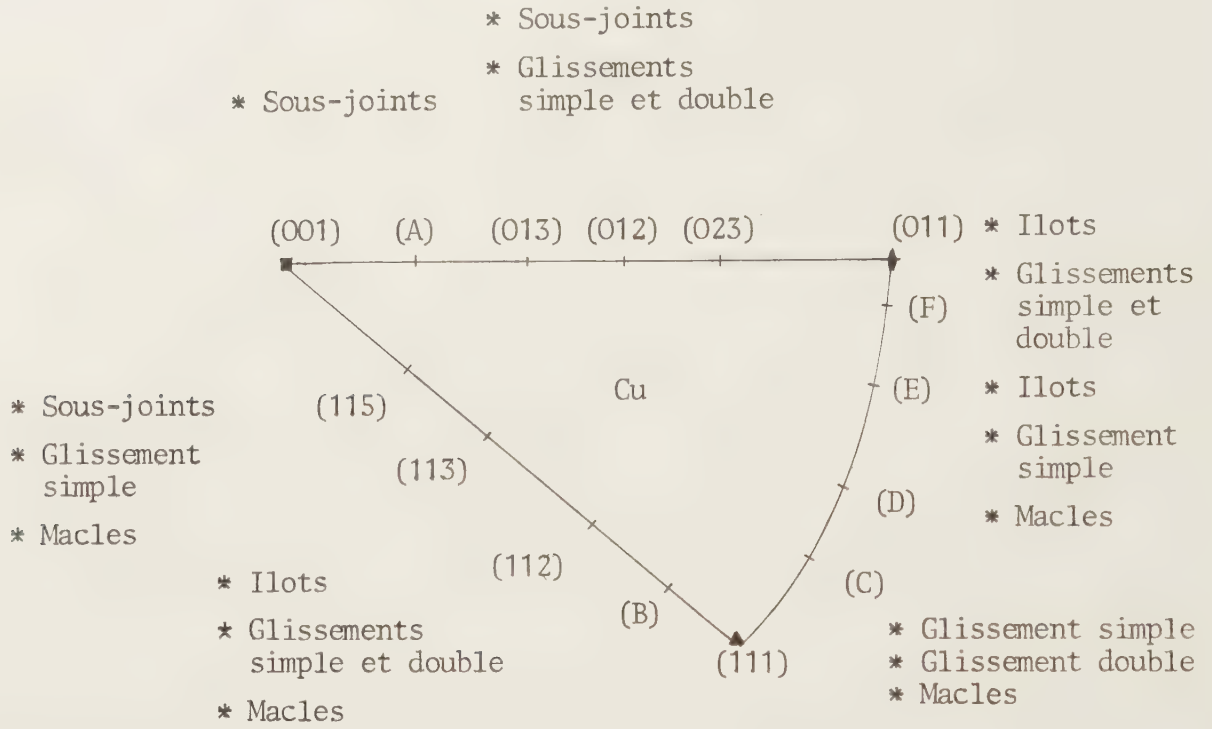
Figure 3.13 - Conditions nécessaires de température T et de vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ pour le maclage dans le fer. Aucune macle n'a été observée sur la gauche de la droite tracée. (J.E. HOCKETT et E.G. ZUKAS [85,178])

Y. PIRONNEAU [140] a montré dans les essais par choc que les glissements se font surtout suivant les plans $\{111\}$ dans l'aluminium mais les plans $\{100\}$ et $\{110\}$ interviennent parfois.

Dans l'aluminium, F. POULIQUEN observe également la formation d'"îlots" à glissement double dans une matrice à glissement simple (Planche 4.8) et parfois le contraire (Planche 4.6 (b)). Cet aspect qui est présent sur tous les plans de coupe d'aluminium n'apparaît que dans certaines coupes monocristallines de cuivre (Planche 3.14). Aucun maclage n'a été observé sur l'aluminium, par contre les sous-joints existent comme le cuivre. Les aspects structuraux observés sur le cuivre et l'aluminium sont résumés sur la Figure 3.14.

Dans leurs essais aux basses températures sur les aciers, J.S. ERICKSON et J.R. LOW [39] ont observé une contrainte de transition dépendante de la température. G.F. BOLLING et R.H. RICHMAN [15] mentionnent un seuil de contrainte pour le début du maclage, inférieur à la contrainte pour le glissement. Cela suppose qu'aux basses températures, le maclage est prédominant dans la déformation plastique. Nos expériences aux basses températures ne contredisent pas cette idée. En effet, des micro-macles apparaissent dès la plus faible valeur de contrainte nominale utilisée qui est de $5,7 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ où l'on observe un écoulement de 1,7 % selon $[112]$ du plan (111) du cuivre. Ces micro-macles disparaissent vers une contrainte de $7,3 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ pour laisser apparaître des sous-joints cellulaires dirigés selon $\langle 110 \rangle$. (Planche 3.15). On voit aux valeurs de contrainte plus élevées des lignes de glissement peu denses accompagnées de grosses macles de densité prédominante (Planche 3.16). Il faut rappeler que nos expériences sont effectuées à $1,85^\circ \text{K}$ et à grande vitesse de déformation. Cependant, nous observons aussi des macles mécaniques à température ambiante. Le mâclage est plus facile dans la mesure où le seuil de glissement est élevé.

Figure 3.14 - Répartition des structures observées dans les plans de coupe



5.7 - REMARQUES

1°) On constate, pour les coupes (100), (110) et (111) des deux métaux c.f.c. (cuivre et aluminium), un écoulement minimum le long des directions $\langle 110 \rangle$ pour les cristaux (100), $\langle 111 \rangle$ pour les cristaux (110) et $\langle 112 \rangle$ pour les cristaux (111).

2°) La mesure des déformations moyennes à $T = 293 \text{ K}$ de ces trois coupes monocristallines (100), (110) et (111) donne :

$$\text{- pour l'aluminium : } \epsilon_{m(111)} \approx 1,6 \epsilon_{m(110)} \approx 3,94 \epsilon_{m(100)}$$

$$\text{- pour le cuivre } \epsilon_{m(111)} \approx 2,4 \epsilon_{m(110)} \approx 8,1 \epsilon_{m(100)}$$

avec un champ magnétique et une contrainte respectivement égaux à 4,88 Teslas et $2,14 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ pour l'aluminium, 5,65 Teslas et $2,27 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ pour le cuivre. Pour les métaux c.f.c. on a donc :

$$\epsilon_{m(111)} > \epsilon_{m(110)} > \epsilon_{m(100)}$$

3°) L'influence de la contrainte sur la déformation moyenne a été mise en évidence en déformant les coupes (100), (110) et (111) à une valeur de contrainte plus élevée ($\sigma = 2,84 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$) qui correspond à un champ magnétique de 7,7 Teslas ; on obtient :

$$\text{- pour le cuivre : } \epsilon_{m(111)} \approx 3,3 \epsilon_{m(110)} \approx 4,3 \epsilon_{m(100)}$$

Le taux d'écoulement de $\text{Cu}_{(100)}$ est plus élevé que ceux des courbes (111) et (110) pour une élévation de la contrainte de 30 %.

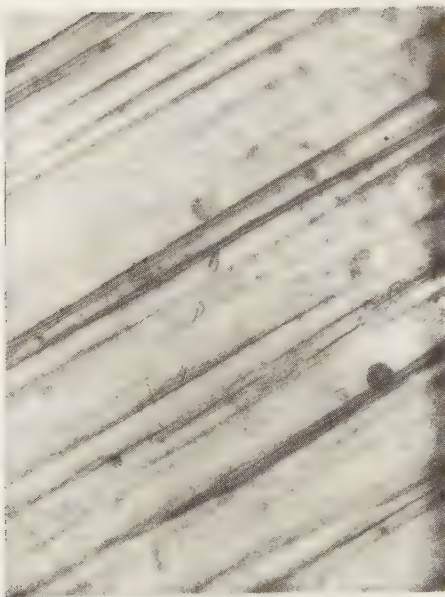
4°) L'observation micrographique des coupes (111) révèle la possibilité d'activation d'un système de glissement secondaire $\{110\} \langle 1\bar{1}0 \rangle$ par déformation à vitesse élevée à l'ambiante.

5°) Aux très basses températures, soit à faible vitesse, soit à grande vitesse, le seuil de contrainte pour le maclage est inférieur à celui du glissement, d'où la prépondérance de l'apparition des macles dans la structure.

6°) A l'ambiante, on n'observe pas de macles mécaniques en déformation à faible vitesse, mais on en voit en déformation à grande vitesse. L'influence de la grande vitesse de $\dot{\epsilon}$ est comparable à celle des basses températures, parce que la durée très courte de l'impulsion de sollicitation ne laisse pas suffisamment de temps pour qu'il y ait activation thermique dans le cristal. Dans la mesure où le glissement est plus difficile, le maclage est plus facile.

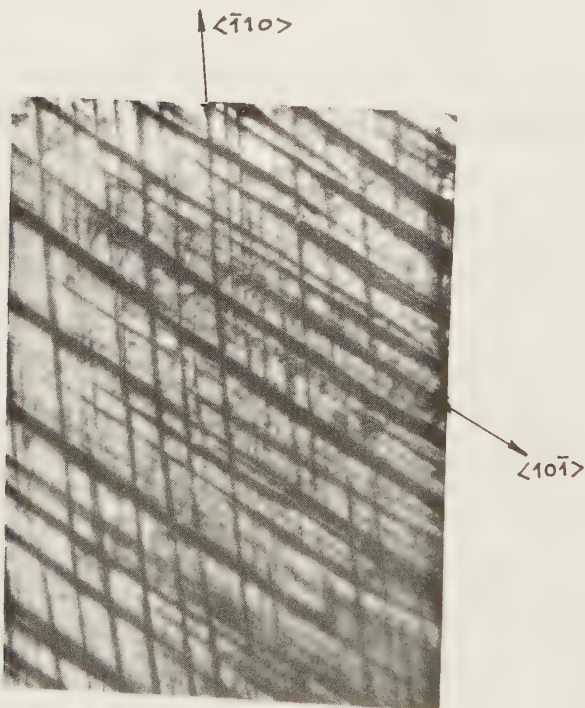
Il existe une corrélation entre l'apparition du maclage, la température et la vitesse de déformation.

Planche 3.15 :- Aspects structuraux de monocristaux de cuivre OFHC sollicités à température ambiante ($T = 293^\circ\text{K}$).



(a) Glissement simple
 $\sigma_n = 2,27 \text{ daN/mm}^2 (5,65 \text{ Tesla})$
 $\epsilon = 31,7 \%$ $\text{50 } \mu$

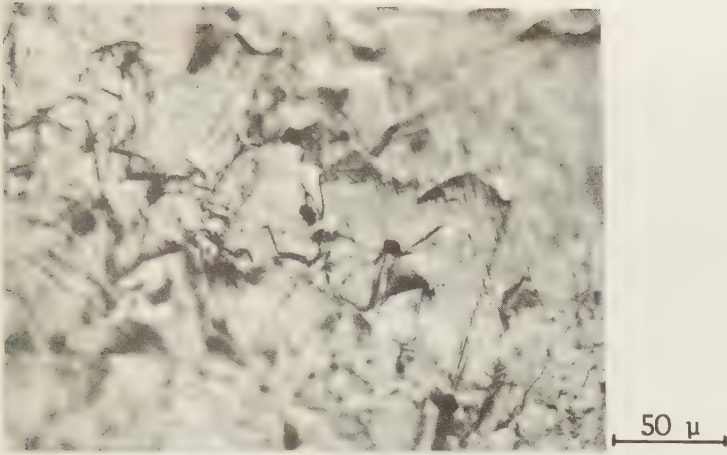
(b) Macles de déformation
 $\sigma_n = 2,27 \text{ daN/mm}^2 (5,65 \text{ T})$
 $\epsilon = 30 \%$ $\text{100 } \mu$



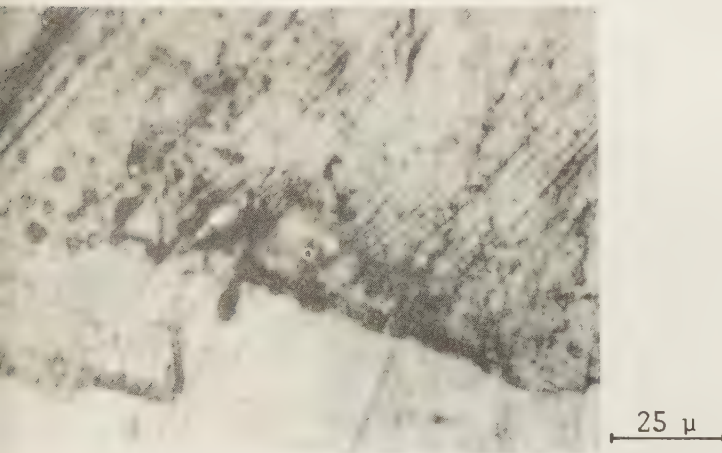
(c) Glissement double
 $\sigma_n = 1,78 \text{ daN/mm}^2 (4,1 \text{ Tesla})$
 $\epsilon = 6,4 \%$ $\text{100 } \mu$

(d) Sous-joints de déformation
 $\sigma_n = 2,27 \text{ daN/mm}^2 (5,65 \text{ T})$
 $\epsilon = 3,1 \%$ $\text{50 } \mu$

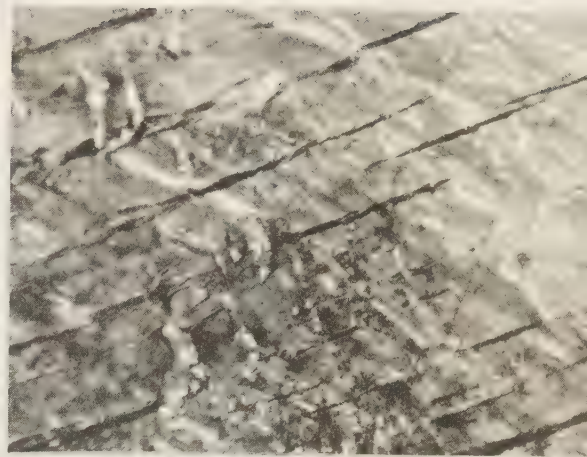
Planche 3.16: Aspects structuraux divers, observés dans le cas du cuivre
 $\sigma_n = 2,27 \text{ daN/mm}^2$
 (5,65 Teslas)
 $T = 293^\circ\text{K}$



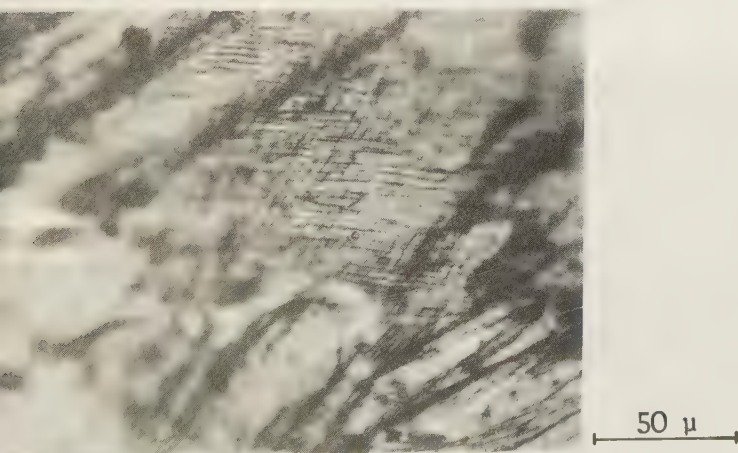
(a) Sous-joints ou "îlots" à glissement simple,
 Plan de coupe (013) du cuivre
 $\epsilon = 9,1 \%$



(b) Glissement double développé
 au bord d'un macle mécanique
 $\epsilon = 14 \%$
 Plan de coupe (B) proche de (111)



(d) Glissement dévié $\{111\} \langle 110 \rangle$
 et macles mécaniques
 Plan de coupe (111)
 $\epsilon = 11 \%$



(c) Ilots à glissement double
 Plan de coupe (B) proche de (111)
 $\epsilon = 23,3 \%$

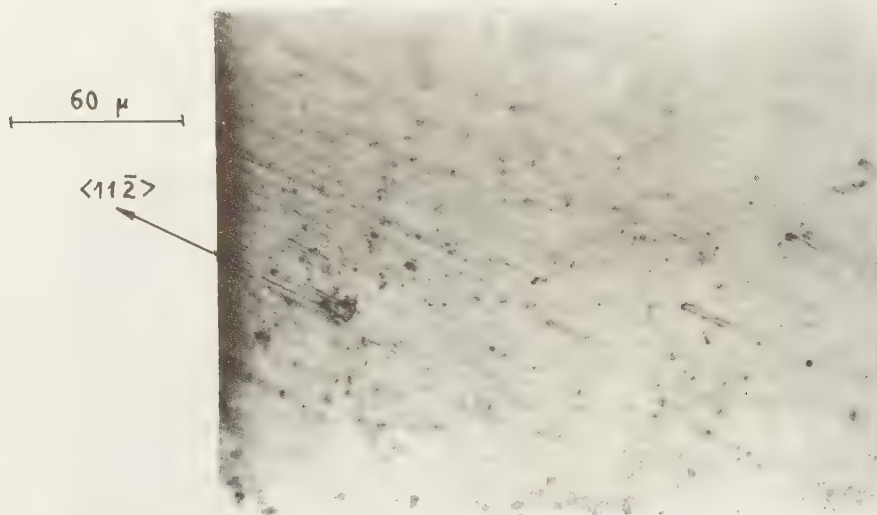
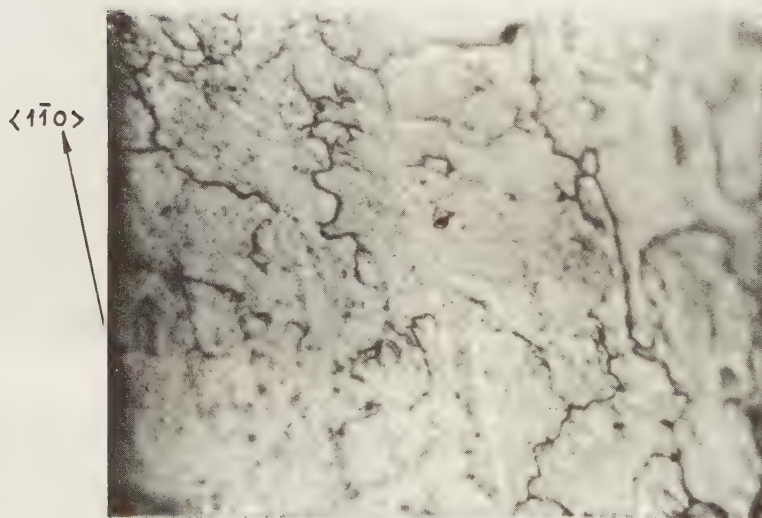


Planche 3.17 :- Aspects structuraux de monocristaux (111) de cuivre sollicités par des champs magnétiques à $T = 1,85^\circ\text{K}$.

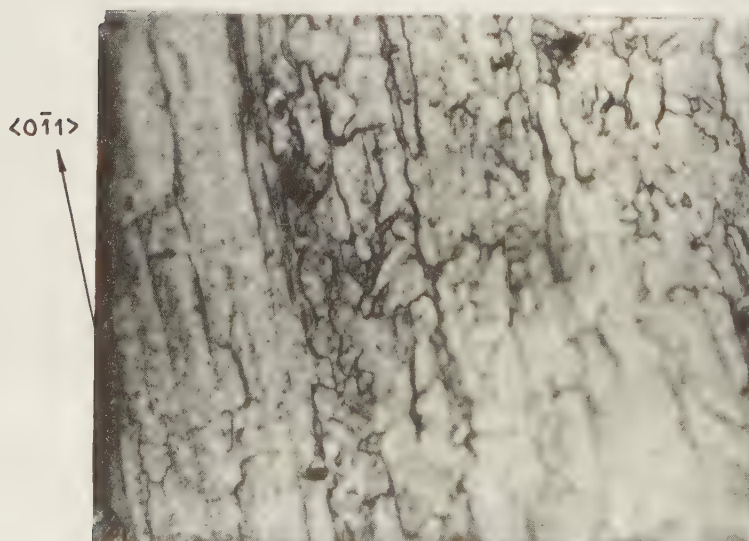
a) Région $[11\bar{2}]$ ²
 $\sigma_n = 0,57 \text{ daN/mm}$
 Champ : 2,2 Teslas
 $\epsilon \approx 2,8 \%$

* On n'observe que des micro-macles dirigés suivant $\langle 11\bar{2} \rangle$; l'aspect structural est semblable dans la région $[1\bar{1}0]$



(b) Région $[01\bar{1}]$ ²
 $\sigma_n = 0,73 \text{ daN/mm}$
 Champ : 2,8 Teslas
 $\epsilon \approx 6,4 \%$

* Disparition des micro-macles, formation de sous-joints, dirigés selon $\langle 1\bar{1}0 \rangle$



(c) Région $[11\bar{2}]$ ²
 $\sigma_n = 0,73 \text{ daN/mm}$
 Champ : 2,8 Teslas
 $\epsilon \approx 3 \%$

* Mêmes remarques que dans (b)

60 μ

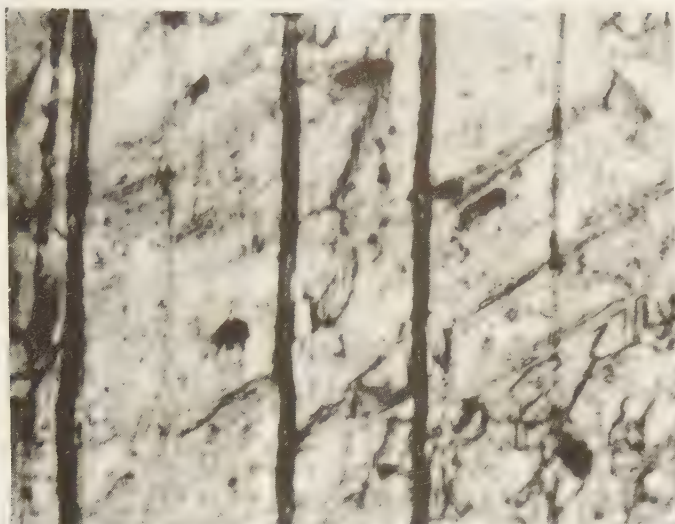


Planche 3.18 -
Aspects structuraux
de coupes monocristal-
lines de cuivre (111)
sollicité par champs
magnétiques à $T=1,85^\circ\text{K}$

$\langle \bar{1}\bar{1}2 \rangle$
 $\langle 01\bar{1} \rangle$

(a) Région $[\bar{1}\bar{1}1]$ d'une coupe (111) :
Glissement peu dense selon $\langle 110 \rangle$
Apparition de grosses macles.

$\sigma_n = 1,44 \text{ daN/mm}^2$
 $B_{1z} = 5,2 \text{ Teslas}$
 $\epsilon = 7,9 \%$

60 μ



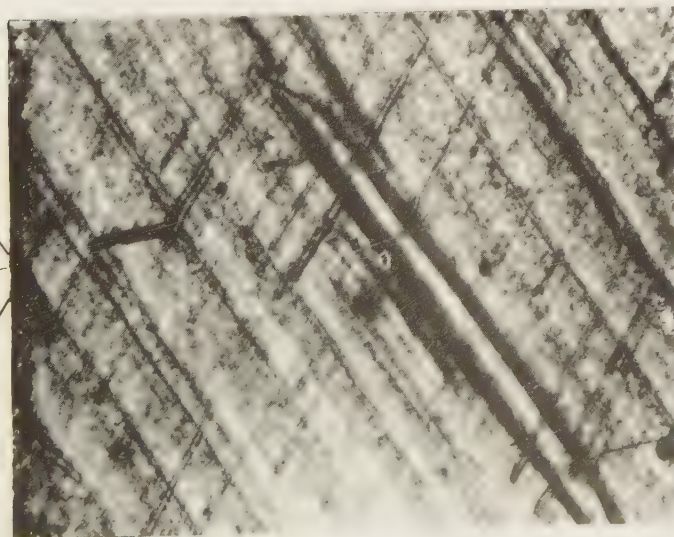
(b) Région $[101]$ d'une coupe (111) :
Glissement absent ; seuls existent
les sous-joints et les grosses macles.

$\langle \bar{1}01 \rangle$
 $\langle \bar{1}2\bar{1} \rangle$

$\sigma_n = 1,49 \text{ daN/mm}^2$
 $B_{1z} = 5,37 \text{ Teslas}$
 $\epsilon = 17,5 \%$

60 μ

$\langle \bar{1}2\bar{1} \rangle$
 $\langle 2\bar{1}\bar{1} \rangle$
 $\langle 11\bar{2} \rangle$



(c) Région $[\bar{1}\bar{1}2]$ d'une coupe (111) .
Aucun glissement ; production de
grosses macles dans 3 directions $\langle 112 \rangle$.

$\sigma_n = 1,52 \text{ daN/mm}^2$
 $B_{1z} = 5,54 \text{ Teslas}$
 $\epsilon = 13 \%$

Chapitre 4

GLISSEMENT $\{110\} \langle 110 \rangle$

DANS LES C.F.C.

L'observation en microscopie optique, a montré la possibilité d'existence d'un système de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$ actif dû à une déformation à grande vitesse. Il est bien connu que les monocristaux c.f.c. se déforment par glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$. Toutefois des observations de lignes de glissement correspondant au système $\{110\} \langle 110 \rangle$ ont été rapportées [31, 102, 103, 140, 162].

Ce système de glissement secondaire $\{110\} \langle 110 \rangle$ est-il un véritable glissement ? Dans l'affirmative, est-il indépendant du système $\{111\} \langle 110 \rangle$?

Dans ce chapitre nous proposons un système de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$ compatible avec les bandes de glissement observées par la méthode d'analyse des traces. Parallèlement, nous vérifions la compatibilité entre les facteurs de Schmid trouvés en supposant un glissement $\{110\} \langle \bar{1}10 \rangle$ et les valeurs de l'écoulement d'un anneau monocristallin de coupe (011), orientation où l'on n'observe que les lignes de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$.

4.1 - TRACES OBSERVEES -

Aucune trace n'a été observée dans le plan de coupe (001) (Planche 4.1). Par contre des lignes de glissement sont très nettes dans les plans (011) et (111).

Les lignes de glissement dans le plan (011) sont dirigées soit selon $\langle 100 \rangle$ soit suivant $\langle 111 \rangle$ faisant entre elles des angles de 55° environ (Planche 4.1). Dans les plans (111), ces lignes de glissement sont dirigées selon $\langle 110 \rangle$ ou $\langle 112 \rangle$ faisant des angles de 60° entre elles (Planche 4.2).

Le fait qui a attiré notre attention sur la possibilité d'existence du système $\{110\} \langle 110 \rangle$ est l'apparition des lignes de glissement dirigées selon $\langle 112 \rangle$ dans les plans (111). En effet, l'intersection des plans $\{111\}$ avec le plan d'observation (111) ne donne que des lignes (ou traces) de direction $\langle 110 \rangle$ faisant entre elles des angles de 60° . De même, l'intersection des plans $\{111\}$ avec un plan d'observation (110) donne des lignes $\langle 110 \rangle$ ou $\langle 112 \rangle$ faisant $54^\circ 30'$ ou $71^\circ 30'$ entre elles. Ce qui confirme :

- 1 - L'existence d'un système de glissement autre que $\{111\} \langle 110 \rangle$
- 2 - Que le système de glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$ existe dans les régions $[112]$ de l'anneau monocristallin (111) ainsi qu'un système secondaire dans les régions $[110]$.
- 3 - Que les lignes de glissement secondaire sont moins nettes que les lignes de glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$.

L'ensemble des lignes de glissement (ou traces) observées dans les plans (011) et (111) est résumé Fig. 4.1.

4.2 - ANALYSE DES TRACES |90|

La trace d'un plan (hkl) dans un plan d'orientation (pqr) est la direction qui résulte de l'intersection du plan (hkl) avec le plan d'observation (pqr). Cette méthode d'analyse des traces nous permet donc de déterminer l'indice exact du plan de glissement secondaire.

Le plan {hkl} susceptible d'être le plan de glissement secondaire peut être déterminé par l'équation $[uvw] = [hkl] \wedge [pqr]$

où $[uvw]$ est la direction des lignes de glissement observées,

$[hkl]$ le vecteur normal à la surface de l'éprouvette (011) ou (111),

$[pqr]$ le vecteur normal au plan de glissement.

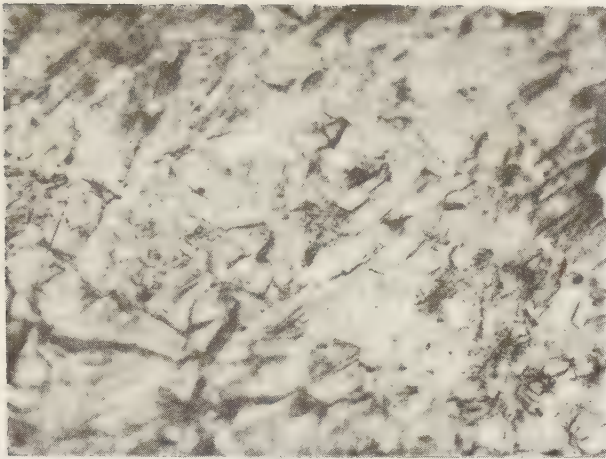
Un tel calcul permet de conclure que le plan de glissement secondaire devrait être un plan $\{h10\}$.

En essayant diverses valeurs de h allant de 0 à 3 dans l'analyse des traces, nous obtenons les valeurs des angles entre les traces $\{h10\}$ dans les plans (011) et (111) ainsi que l'orientation de ces traces. De même les angles entre les traces du système $\{111\} \langle 110 \rangle$ et du système $\{h10\} \langle 110 \rangle$ ont été déterminés. Ces résultats théoriques et expérimentaux sont présentés (Tableaux 4.1, 4.2, 4.3). Nous conservons toujours $\langle 110 \rangle$ comme direction de glissement puisque c'est une direction commune aux glissements $\{111\}$ et $\{110\}$ et que dans les métaux c.f.c. le vecteur de Burgers le plus stable est $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$ |41, 60, 83, 132|.

Après comparaison des tableaux de résultats, nous concluons que le glissement secondaire se fait dans les plans $\{110\}$.

4.3 - COMPATIBILITE ENTRE FACTEURS DE SCHMID ET DEFORMATION

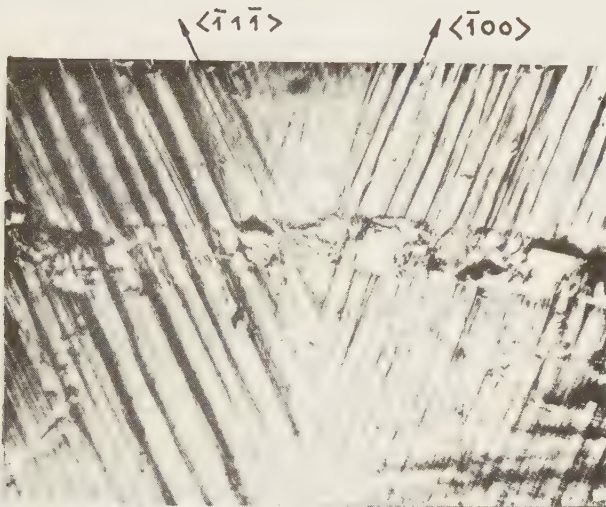
Seule une contrainte de cisaillement résolue dans le plan de glissement et dans la direction du glissement peut produire une force de glissement sur une dislocation. Ainsi, les systèmes de glissement $\{hkl\} \langle h'k'l' \rangle$ sont



(a). Monocrystal (001).
 $\epsilon = 3,6 \%$.

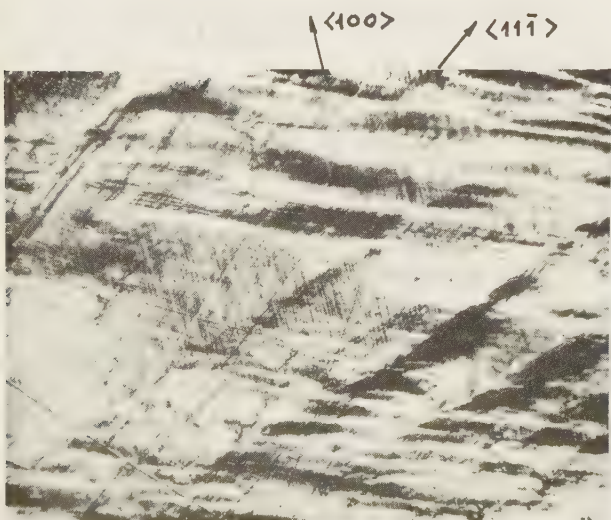
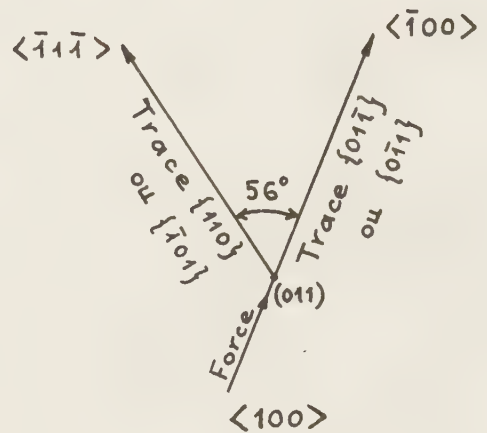
50μ

Planche 4.1 : - Aspects structuraux d'un monocrystal (001) et d'un monocrystal (011) de cuivre sollicités à même champ magnétique : 5,65 Teslas ($\sigma_n = 2,27 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$) et à $T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$.



(b). Monocrystal (011), région [100] ;
 $\epsilon = 14,7 \%$.

200μ



(c). Monocrystal (011), région [211] ;
 $\epsilon = 6,9 \%$.

200μ



— Lignes de glissement $\{111\}\langle 110 \rangle$
 - - - Lignes de glissement $\{110\}\langle 110 \rangle$

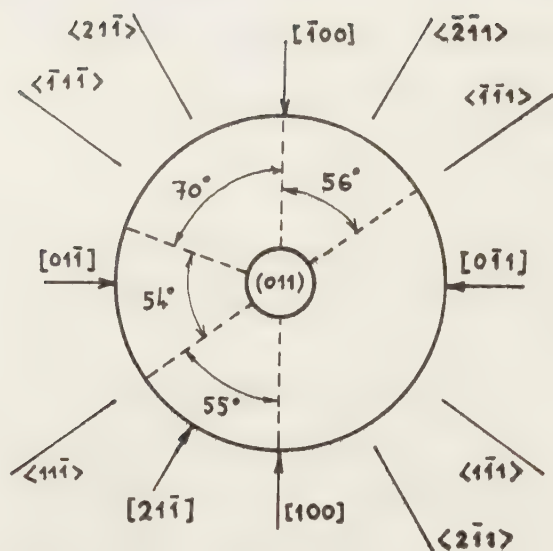


Figure 4.1 (a) : - Lignes de glissement observées sur une coupe monocristalline (011) de Cu.

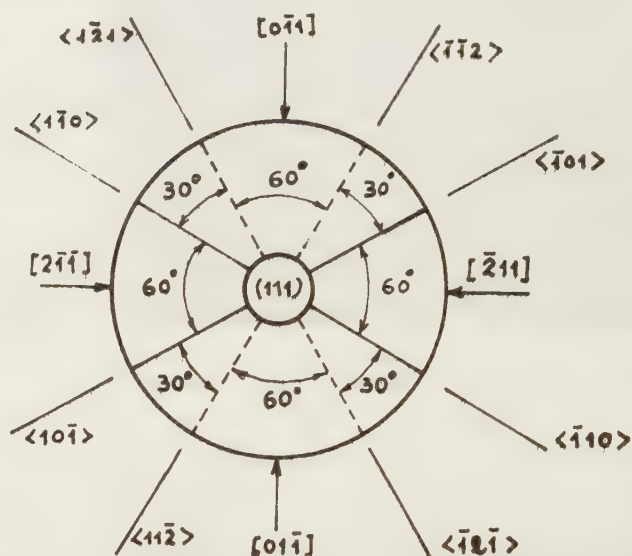


Figure 4.1 (b) : - Lignes de glissement observées sur une coupe monocristalline (111) de Cu.

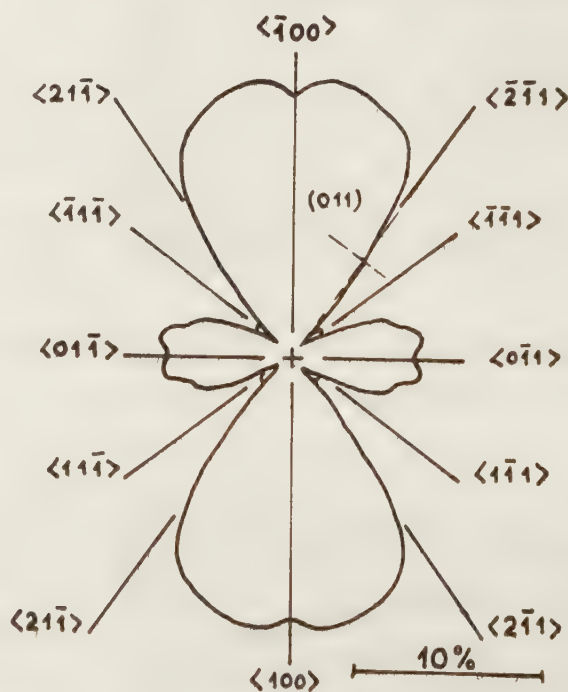
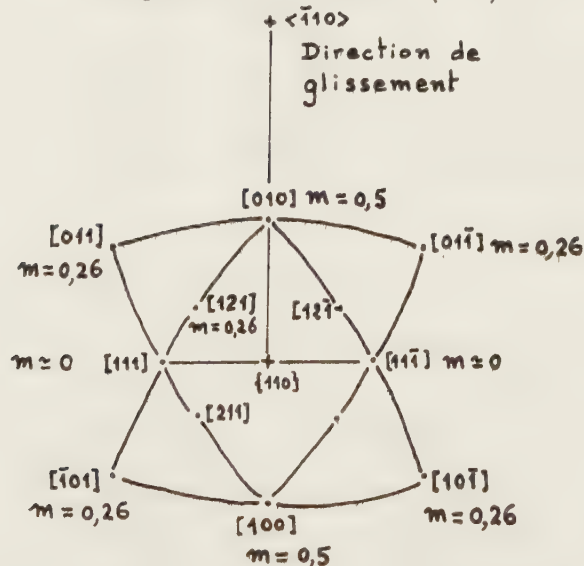


Figure 4.2. : - Facteurs de Schmid m de diverses forces appliquées en supposant un système de glissement $\{110\}\langle 110 \rangle$; à droite, valeurs de la déformation d'un plan de coupe (011) de cuivre $\sigma = 2,27 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$

Système de glissement	Direction des forces appliquées	Facteurs de Schmid m	Valeurs de la déformation ϵ % dans le plan (011)
$\{110\}\langle 110 \rangle$	[111]	0	- 0,42 % (rétreint)
	[112]	0,26	6,91 %
	[110]	0,26	6,9 %
	[100]	0,5	14,7 %
	[010]	0,5	14,7 %

Tableau 4.1 - Angles entre les traces de glissement des plans {h 10}
dans le plan de coupe (111)

Résultats	Théoriques				Expérimentaux
h	0	1	2	3	1
Angles (en degrés)	60°	30° <u>60°</u>	11° 9°30 <u>60°</u>	7°30 ; 28°55 34°25 ; 78°30 86°	<u>60°</u>
Direction des lignes de glissement	<110>	<110> ou <u><112></u>	< <u>112</u> > ou <132>	voisine de <110> ou <132>	< <u>112</u> >

Tableau 4.2 - Angles entre les traces de glissement des plans {h 10}
dans le plan de coupe (011)

Résultats	Théoriques				Expérimentaux
h	0	1	2	3	1
Angles (en degrés)	90°	<u>55°</u> <u>70°</u>	25°;27°;39° 52°;77°;78°	19°;20°;80° 60°;81°	<u>54°;55°;</u> <u>57°;70°</u>
Direction des lignes de glissement	<110>	< <u>100</u> > ou <u><111></u>	<100> ou voisine de <112> ou <221>	<100> ou voisine de <113>	< <u>100</u> > et <u><111></u>

Tableau 4.3 - Angles entre les traces du système de glissement {111}<110>
et les traces des plans {h 10} dans le plan de coupe (111)

Résultats	Théoriques				Expérimentaux
h	0	1	2	3	1
Angles (en degrés)	60°	<u>30°</u> <u>60°</u> <u>90°</u>	19°;30°;41° 79°30; 90°	4° ; 14° ; 14°30;19°30 41°;46°;64° 79°30	<u>30°</u> <u>90°</u>
Direction des lignes de glissement	<110>	< <u>110</u> > ou <u><112></u>	<112> ou <132>	voisine de <110> ou <132>	< <u>112</u> >

Note : Dans chaque tableau, les angles et les directions théoriques soulignés
sont identifiables aux angles et directions expérimentaux.

d'autant plus actifs que la valeur de la contrainte de cisaillement résolue est plus grande. Dans l'équation proposée par E. SCHMID [83, 149] :

$$\tau = m \cdot \sigma$$

où m est le facteur de Schmid, à même σ , il est évident que plus m est grand plus la contrainte de cisaillement résolue τ est grande, et il en est de même pour la valeur de la déformation.

Nous avons choisi le plan de coupe (011) pour démontrer cette compatibilité car c'est dans ce plan que nous observons les lignes de glissement du système {110} <110>. En supposant que nous sommes dans un système de glissement {110} <110>, les facteurs de Schmid correspondant aux diverses orientations de la force appliquée à l'éprouvette, ont été déterminés. Ces résultats sont présentés Fig. 4.2. On remarque que :

- 1- si la force s'exerce selon <100>, le facteur de Schmid a la plus grande valeur ($m = 0,50$) ; de même nous avons la plus grande valeur de l'écoulement ($\epsilon \approx 14,7 \%$) pour (011) selon cette direction ;
- 2- si la force est appliquée selon <111> le facteur de Schmid est nul ; en effet, selon cette direction la déformation est minimale ($-0,42 \%$) ;
- 3- la même valeur du facteur de Schmid a été trouvée pour les directions des forces <110> et <112> ($m = 0,26$) et environ la même valeur de la déformation a été déterminée pour ces directions ($\epsilon = 6,9 \%$).

Par cette comparaison, nous constatons de façon qualitative la compatibilité entre les valeurs de l'écoulement et les valeurs du facteur de Schmid déterminées pour un système de glissement {110} <110>.

Dans le cas d'un système de glissement {111} <110>, on aurait :

Direction des forces appliquées	Facteurs de Schmid m	Valeurs de l'écoulement $\epsilon \%$ dans le plan (011)
[111]	0,28	- 0,42 %
[112]	0,17	6,9 %
[110]	0,41	6,9 %
[100]	0,40	14,7 %

On constate que les facteurs de Schmid ne concordent pas avec les valeurs de l'écoulement.

4.4 - CONDIDERATIONS ENERGETIQUES

La position relative des atomes autour de la dislocation varie au cours du mouvement de la dislocation. On peut raisonnablement supposer que l'énergie propre de la dislocation est une fonction périodique de sa position. Une conséquence de la périodicité de l'énergie propre de la dislocation est l'existence d'une force périodique exercée par la réseau sur la dislocation.

Toute dislocation située dans une position dont l'énergie n'est pas minimale est soumise à une force. Cette force est maximale lorsque la pente de la courbe d'énergie est maximale.

Pour qu'une dislocation, située le long d'une direction cristallographique, puisse se déplacer librement sur de grandes distances, il faut appliquer une force externe supérieure à cette force maximale qui est la force de Peierls ou de Peierls-Nabarro. Pour les métaux c.f.c, cette contrainte de Peierls est faible, elle ne peut dépasser la contrainte critique de cisaillement.

Les énergies classiques telles que l'énergie de Peierls, les énergies d'activation thermique, etc... ne peuvent pas fournir d'explications satisfaisantes dans les déformations à grande vitesse.

L'énergie d'une dislocation dépend surtout de la largeur de dissociation qui varie selon la vitesse. En considérant le problème de contraction relativiste des largeurs de dissociation, LOTHE J. [109] a montré que la largeur de dissociation des dislocations vis peut atteindre la valeur zéro dans le cas où les dislocations sont en mouvement très rapide ; les dislocations peuvent glisser dans les plans où elles sont dissociées.

4.5 - CORRELATIONS POSSIBLES ENTRE LES GLISSEMENTS $\{111\} \langle 110 \rangle$ et $\{110\} \langle 110 \rangle$

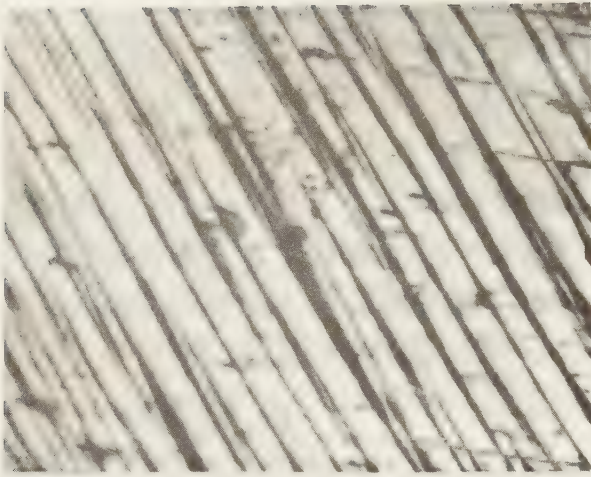
Le système $\{110\} \langle 110 \rangle$ résulte-t-il d'un mécanisme du système $\{111\} \langle 110 \rangle$ ou bien en est-il indépendant ?

L'examen des micrographies électroniques de la surface des éprouvettes (011) et (111) dans les régions intéressées (Planches 4.3 et 4.4) prouve que les lignes de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$ sont distinctes les unes des autres ; elles suivent bien les traces de plans $\{110\}$ de cisaillement résolue maximale ayant un mécanisme de glissement intrinsèque.

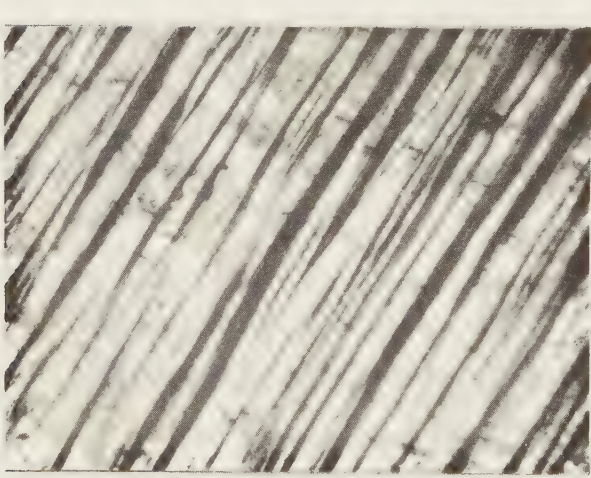
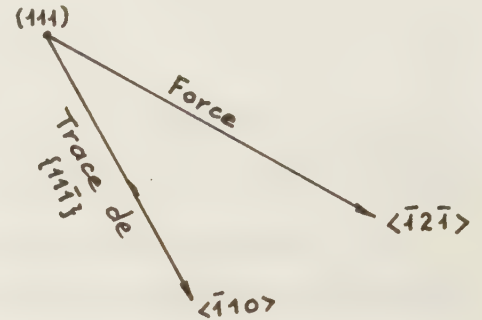
La coexistence des glissements $\{111\} \langle 110 \rangle$ et $\{110\} \langle 110 \rangle$ dans l'éprouvette (111) laisse paraître trois types de régions :

- régions $[112]$ où seul existe le glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$
- régions $[110]$ où seul existe le glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$, mais les lignes de glissement sont moins nettes et plus serrées ;
- régions entre $[110]$ et $[112]$ où le glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$ est prédominant (Planche 4.2).

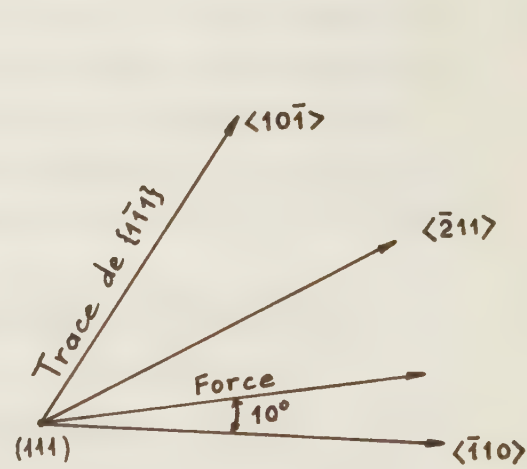
Planche 4.2 : - Système de glissements $\{111\}\langle 110\rangle$ et $\{110\}\langle 110\rangle$ dans les coupes monocristallines (111) de cuivre sollicitées à $T = 293^\circ\text{K}$.



(a). Région $[1\bar{2}1]$; Glissement $\{111\}\langle 110\rangle$;
 $\sigma_n = 1,98 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ (4,9 Teslas);
 $\epsilon = 28,3 \%$.



(b). Région entre $[1\bar{1}0]$ et $[2\bar{1}\bar{1}]$;
 Glissement $\{111\}\langle 110\rangle$;
 $\sigma_n = 1,63 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ (4,1 Teslas);
 $\epsilon = 20,2 \%$.

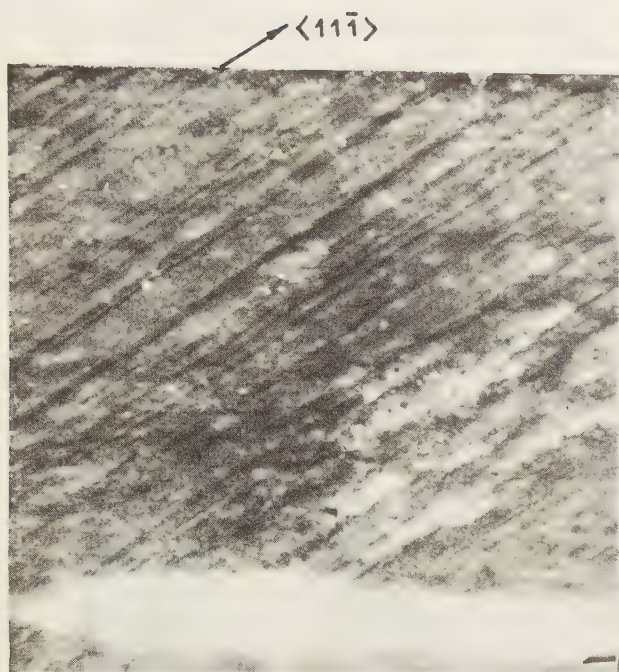


(c). Région $[0\bar{1}1]$; Glissement $\{110\}\langle 110\rangle$;
 $\sigma_n = 1,56 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ (3,6 Teslas);
 $\epsilon = 19 \%$.

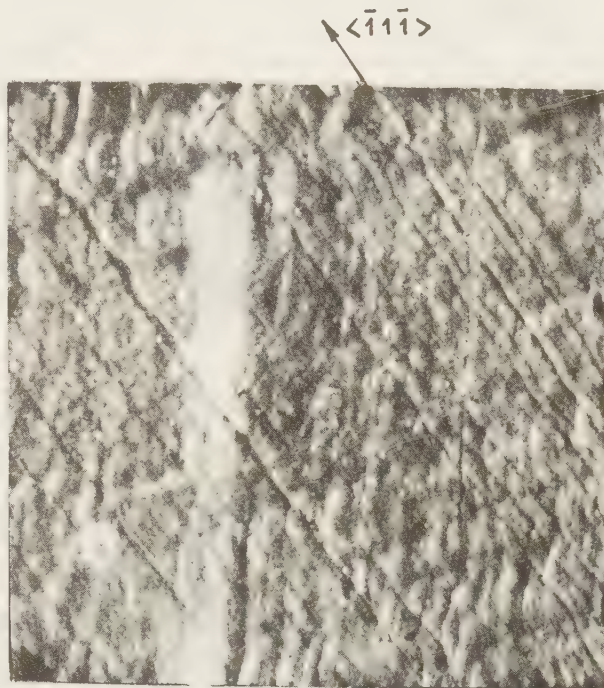


Planche 4.3 : Clichés de Microscopie électronique à balayage montrant le système de glissement $\{110\}\langle 110 \rangle$ dans les coupes monocristallines de cuivre (110).

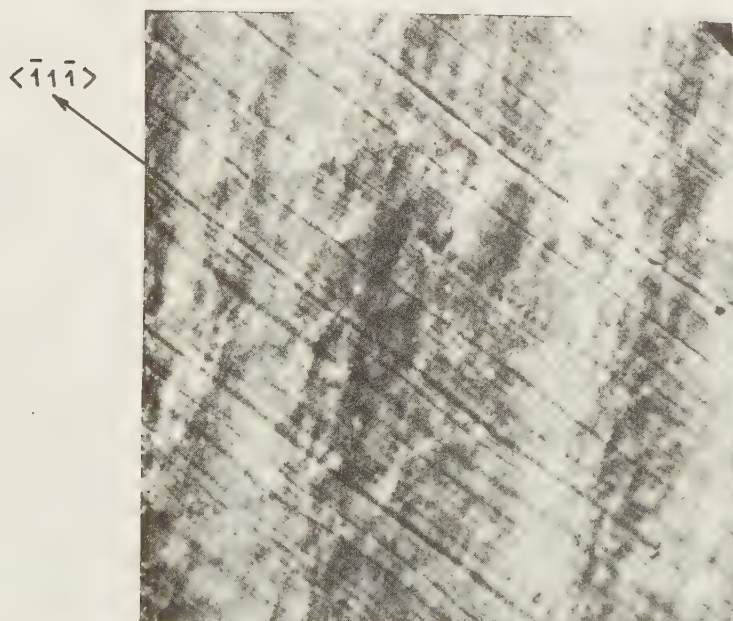
$$\sigma_n = 2,27 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \quad (5,65 \text{ Teslas}) ; T = 293 \text{ K}$$



(a). Région [211̄] Cu (011)
 $\varepsilon = 6,9 \%$



(b). Région [100] Cu (011)
 $\varepsilon = 14,7 \%$

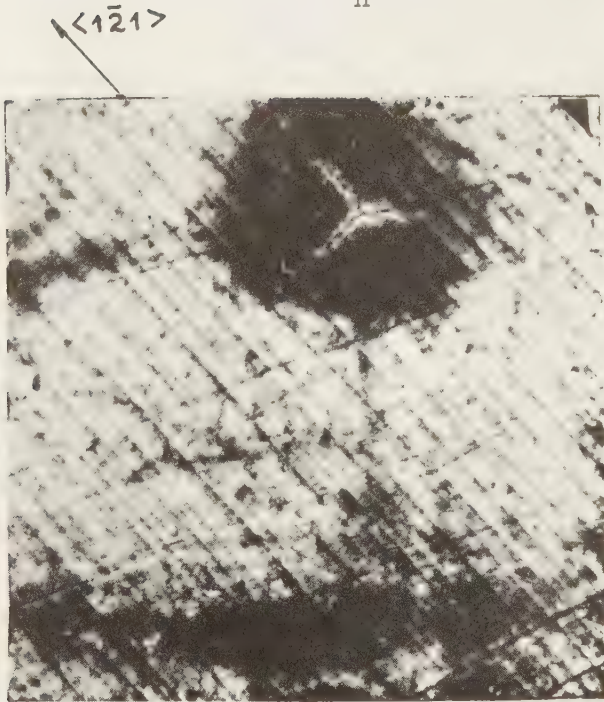


(c). Région [011̄] Cu (011)
 $\varepsilon = 6,9 \%$

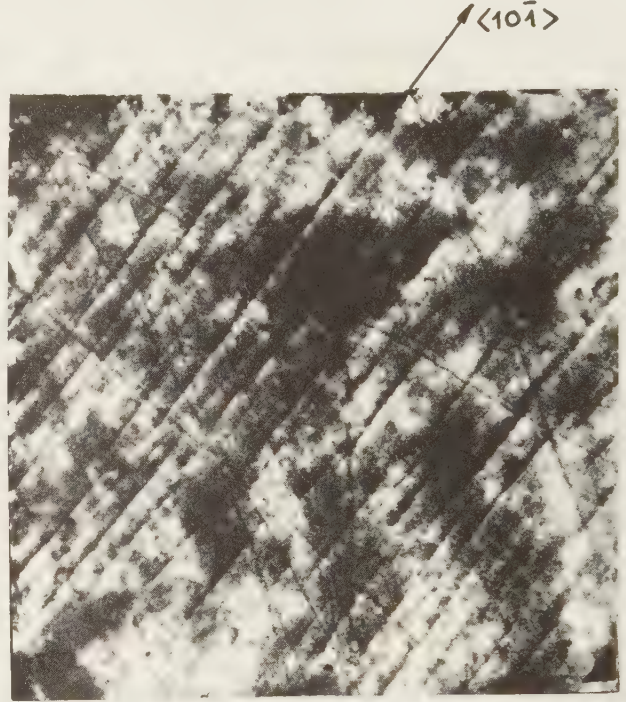
10 μ

Planche 4.4 : Clichés de Microscopie électronique
à balayage montrant le système de glissement $\{111\}\langle 110\rangle$
dans les coupes monocristallines de cuivre (111).

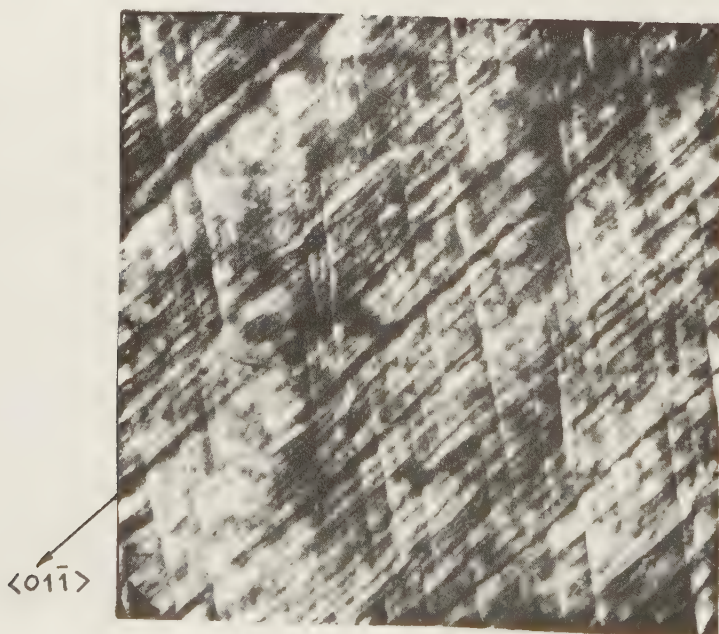
$$\sigma_n = 1,78 \cdot 10^7 / \text{m}^2 \quad (4,1 \text{ Teslas}); T = 293 \text{ K}$$



(a). Région $[01\bar{1}]$ Cu (111)
Glissement $\{110\}\langle 110\rangle$
 $\varepsilon = 22,3 \%$



(b). Région entre $[1\bar{1}0]$ et $[2\bar{1}\bar{1}]$ Cu (111)
Glissement $\{111\}\langle 110\rangle$
 $\varepsilon = 18,3 \%$



(c). Région $[1\bar{2}1]$ Cu (111)
Glissement $\{111\}\langle 110\rangle$
 $\varepsilon = 6,4 \%$

10 μ

$\langle \bar{1}10 \rangle$

D'après nos résultats et ceux de LE HAZIF et al. [103], deux mécanismes probables pourraient être proposés pour le glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$; soit que les dislocations créées par les sources situées dans le plan $\{110\}$ effectuent leur glissement dans le plan $\{110\}$ avec comme vecteur de Burgers $\frac{1}{2} [1\bar{1}0]$, soit que les dislocations créées à partir de sources dans $\{111\}$ sont déviées et se développent dans les plans $\{110\}$.

4.5.1 - Glissement dans $\{110\}$ des dislocations à partir de sources situées dans $\{110\}$

Dans ce cas, il faut admettre que la déformation à grande vitesse permet d'atteindre des niveaux de contrainte supérieurs à la cisssion critique résolue τ_c du plan $\{110\}$ et qu'en déformation à faible vitesse, l'activation du système $\{111\} \langle 110 \rangle$ crée une relaxation de la contrainte avant qu'elle puisse atteindre cette valeur de τ_c .

La cisssion résolue dépendant de l'orientation de la contrainte appliquée par rapport au plan et à la direction de glissement, il semble possible de dire que la cisssion résolue dans une région $[110]$ de l'éprouvette (111) est supérieure à τ_c faisant activer le système $\{110\} \langle 110 \rangle$, tandis que la cisssion résolue dans la région $[112]$ de (111) serait inférieure à τ_c , d'où l'apparition du système $\{111\} \langle 110 \rangle$.

Les observations structurales faites sur des éprouvettes (111) déformées à vitesse constante ($\dot{\epsilon} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$) et à diverses valeurs de contrainte vraie allant de $3,25 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ à $9,2 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ fournissent une valeur probable du niveau de contrainte minimum σ_{ℓ} nécessaire pour l'apparition du glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$ dans les régions $[110]$ du cristal. Cette valeur serait de $1,45 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ environ. En dessous de cette valeur, seul le système $\{111\} \langle 110 \rangle$ peut exister (Planche 4.5). (Cas $\{110\} \langle 110 \rangle$: facteur de Schmid $m=0,26$; cas $\{111\} \langle 110 \rangle$: $m = 0,46$).

N. NAGATA et S. YOSHIDA [133] dans leurs essais de compression dynamique sur les monocristaux de cuivre ont trouvé que les cisssions critiques résolues aux vitesses de déformation élevées ($\dot{\epsilon} \approx 10^2 \sim 10^3 \text{ s}^{-1}$) sont de $7 \cdot 10^6$ à $1,25 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$. Ces valeurs sont remarquablement grandes comparées à celles des déformations aux faibles vitesses ($\dot{\epsilon} \approx 10^{-4} \sim 10^{-2} \text{ s}^{-1}$) qui sont de $4 \cdot 10^5$ à 10^6 N/m^2 . Dans notre cas, à partir d'une cisssion résolue de $\tau \approx 4,2 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ ($m = 0,46$ en supposant un glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$ dans les conditions les plus favorables) ou $\tau \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ ($m = 0,26$ dans la supposition d'un glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$), nous observons des glissements $\{110\} \langle 110 \rangle$.

Effectivement, des anneaux monocristallins (111) déformés à un niveau de contrainte inférieur ne laisse apparaître qu'un seul glissement type

{111} <110> dans les régions [110] de l'anneau.

De là à admettre que cette hypothèse est la bonne serait une proposition tout à fait gratuite. Il faut reconnaître que cette hypothèse présente de sérieuses difficultés :

- 1 - Le problème d'activation thermique qui aurait pu créer un état énergétique favorable au glissement {110} <110> comme dans le cas des déformations à faible vitesse et aux températures élevées ne se pose pas dans notre mode de déformation. En effet, des essais ont prouvé que l'échauffement du métal dû à notre processus de déformation à grande vitesse est très peu perceptible au toucher. LE HAZIF et al. [103] ont prouvé qu'il faudrait une température supérieure à 1 270°K pour que le glissement {110} <110> soit seul actif dans le cuivre en déformation quasi-statique ; dans le cas de l'aluminium, elle serait 540°K environ.
- 2 - L'hypothèse de dislocations créées par des sources situées dans les plans {110} laisse supposer une dissociation possible dans le plan {110}. En ce cas, il faudrait admettre que cette dissociation devient énergétiquement plus favorisée dans les conditions de déformation à grande vitesse. Ce qui semble difficile à prouver dans l'état actuel. Rappelons que la dissociation facile des segments de dislocations vis dans le plan {111} favorise le glissement dans ce dernier et empêche le fonctionnement des sources de Frank-Read dans {110} par blocage des parties vis ; mais ce blocage demande une activation thermique qui ne peut se faire, compte-tenu de la durée très courte de l'impulsion.
- 3 - Ceci n'est pas évident si l'on considère que :
 - la largeur de dissociation des dislocations se contracte à cause de la vitesse très grande des dislocations.
 - l'absence d'activation thermique laisse les dislocations métastables dans {110} par rapport au plan {111} ; ceci ressemble à un mécanisme aux basses températures. S'il faut fournir beaucoup plus d'énergie pour passer de {110} dans les plans denses {111}, les dislocations dans {110} glissent alors dans {110}.
 - en outre, la vitesse de déformation est très grande ($\dot{\epsilon} \gg 10^3 \text{ s}^{-1}$). Dans ce cas, seules des dislocations de "cross-slip" faciles peuvent bouger. Une dislocation "cross-slip" soit parce que l'énergie de coeur est faible, soit parce que la contrainte projetée est très forte.

4.5.2 - Déviation et développement dans {110} de segments de dislocations créées à partir de sources situées dans {111}

Ayant remarqué une analogie frappante entre les systèmes de glissement {111} $\langle 110 \rangle$ et {110} $\langle 110 \rangle$ dans les métaux c.f.c et les systèmes de glissement basal et prismatique {0001} $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ et {1100} $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ des métaux h.c.p. LE HAZIF et al. proposent donc l'extension du modèle de FRIEDEL [59] pour le glissement prismatique des hexagonaux au cas des c.f.c. Les dislocations $\frac{1}{2} [1\bar{1}0]$ dissociées dans {111} se recombinaient localement par activation thermique et à partir d'une longueur critique les segments recombines pourraient dévier et se développer dans {110} ; la température à laquelle se produit cette dissociation dépendrait énormément de la largeur de dissociation ($\mu b/\gamma$) dans {111}.

Pouvons-nous en dire autant pour notre mode de déformation ?

Il est évident que le phénomène de température ne peut créer une activation thermique suffisante dans notre cas ; mais y aurait-il une corrélation entre la vitesse de déformation et la largeur de dissociation ($\mu b/\gamma$) dans {111} ? Existerait-il une triple corrélation entre la vitesse de déformation, la température et la largeur de dissociation dans {111} ? Il ne faut pas oublier qu'en déformation dynamique, l'obtention de la cisson résolue favorisant le glissement {110} s'effectue par un mode impulsif (la cisson résolue nécessaire pour obtenir le glissement {110} $\langle 110 \rangle$ étant obtenue en une durée de 30 μs). Il semble que la contraction relativiste de la largeur de dissociation répond mieux à ce problème.

4.6 - CONCLUSIONS

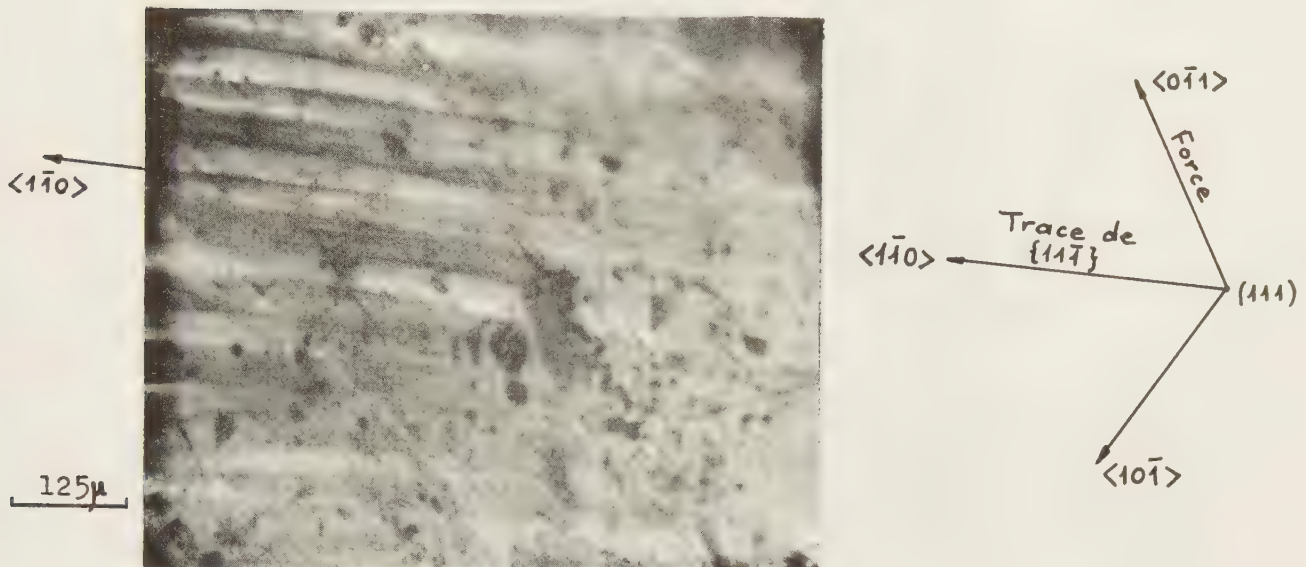
1 - Nous avons mis en évidence un système de glissement secondaire {110} $\langle 110 \rangle$ dans le cas du cuivre. Les résultats de F. POULIQUEN [141] par observations des micrographies optiques prises sur les éprouvettes de monocristaux d'aluminium déformées par le même procédé montrent que les trois plans {111}, {110} et {100} sont simultanément activés comme plans de glissement (Planches 4.6, 4.7 et 4.8).

2 - En ce qui concerne la compatibilité avec les facteurs de Schmid, il semble qu'il n'y ait pas d'ambiguïtés dans le cas du plan de coupe (011) ; le seul problème serait dans le cas de la coupe (111) où le facteur de Schmid obtenu pour le glissement {110} $\langle 110 \rangle$ est inférieur au facteur de Schmid obtenu pour le glissement {111} $\langle 110 \rangle$ tout en donnant une valeur de déformation très supérieure à celle du système {111} $\langle 110 \rangle$. Il faudrait donc admettre que le système de glissement secondaire {110} $\langle 110 \rangle$ une fois activé donne de très grandes déformations ou bien, il faudrait déterminer un nou-

veau système de facteur de Schmid ou un coefficient de correction du facteur de Schmid pour ce nouveau glissement secondaire.

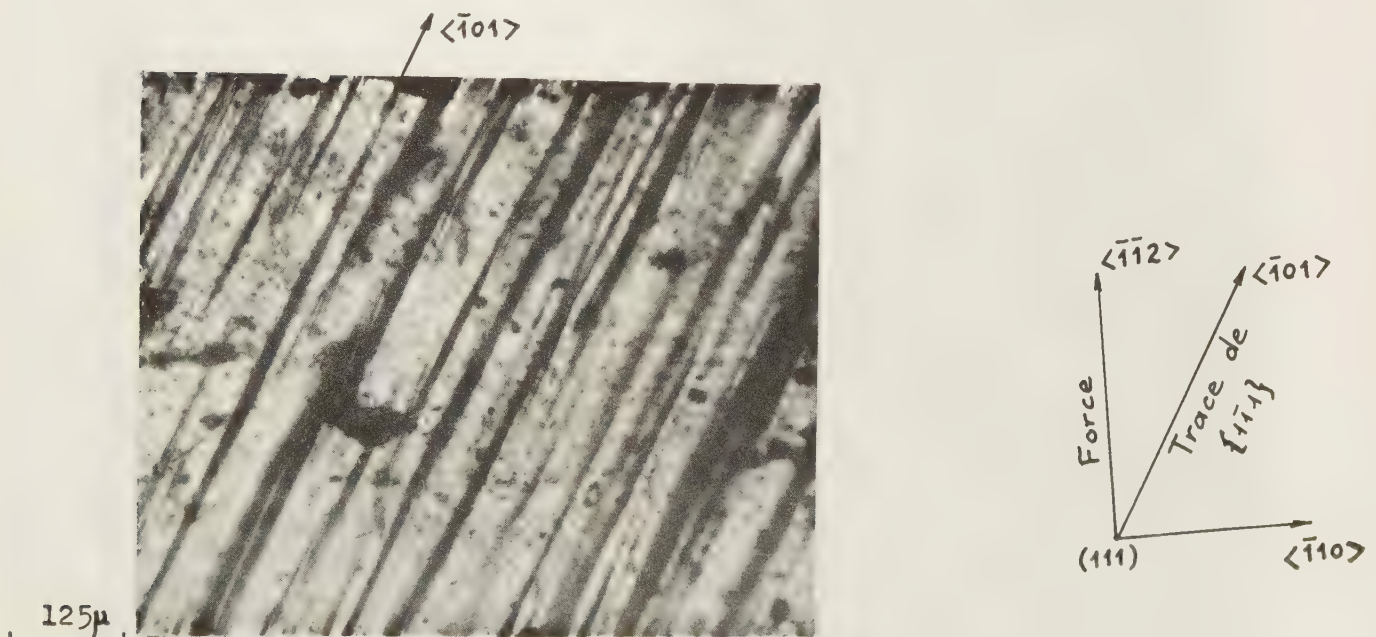
- 3 - Deux mécanismes possibles pour ce glissement $\{110\}$ ont été mentionnés ; l'hypothèse d'une activation thermique qui aurait activé ce glissement est à écarter dans notre cas ; il est plus probable que la vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} \geq 3.10^3 s^{-1}$ ait rendu les dislocations dans $\{110\}$ métastables par rapport à $\{111\}$. Compte tenu de la vitesse très grande des dislocations, il y a un problème de contraction relativiste de la largeur de dissociation des dislocations qui permettrait de mieux expliquer l'existence du système $\{110\} \langle 110 \rangle$ dans les c.f.c.; une corrélation entre vitesse de déformation, contrainte imposée et largeur de dissociation $\mu b/\gamma$ serait envisageable.

Planche 4.5 : - Aspects structuraux d'un monocristal de cuivre de coupe (111) déformé à un niveau de contrainte inférieur à la contrainte nécessaire pour obtenir une activation du système de glissement $\{110\}\langle 110 \rangle$.



(a). Région $[01\bar{1}]$; on remarque que le système de glissement actif n'est plus $\{110\}\langle 110 \rangle$ mais $\{111\}\langle 110 \rangle$.

$$\sigma_n = 1,46 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \quad (3,4 \text{ Teslas}); \quad \epsilon = 11,8 \%; \quad T = 293 \text{ }^\circ\text{K}.$$

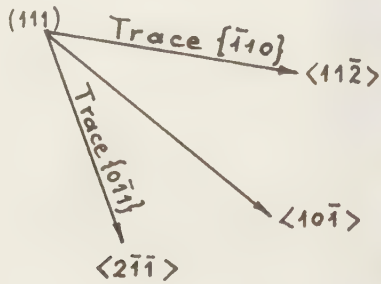


(b). Région $[11\bar{2}]$; système de glissement $\{111\}\langle 110 \rangle$.

$$\sigma_n = 1,46 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \quad (3,4 \text{ Teslas}); \quad \epsilon = 4,5 \%; \quad T = 293 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Planche 4.6

Aspects structuraux d'un monocristal (111) d'aluminium sollicité par un champ magnétique de 4,7 Teslas ($2,14 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$) à $T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$.



(a). Région $[\bar{1}01]$: $\varepsilon = 39,7\%$

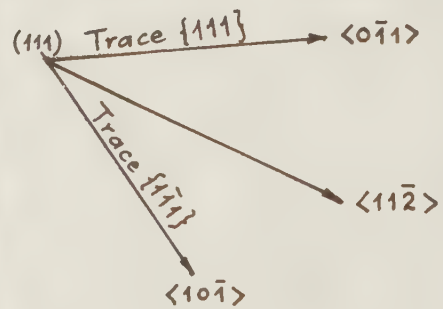
On observe des "îlots" ou sous-joints à glissement double selon $\langle 2\bar{1}\bar{1} \rangle$ et $\langle 11\bar{2} \rangle$



50 μ



50 μ



(b). Région $[\bar{1}\bar{1}2]$: $\varepsilon = 13,9\%$;

des "îlots" apparaissent dans une matrice à glissement double dirigé selon $\langle 01\bar{1} \rangle$ ou $\langle 10\bar{1} \rangle$.

Planche 4.7 : - Aspects structuraux d'un monocristal (110)
d'aluminium sollicité par un champ magnétique de 4,7 Teslas
($\sigma_n = 2,14 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$) à $T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$.

(a). Région $[\bar{1}1\bar{1}]$:

$\varepsilon = 3,7 \%$;

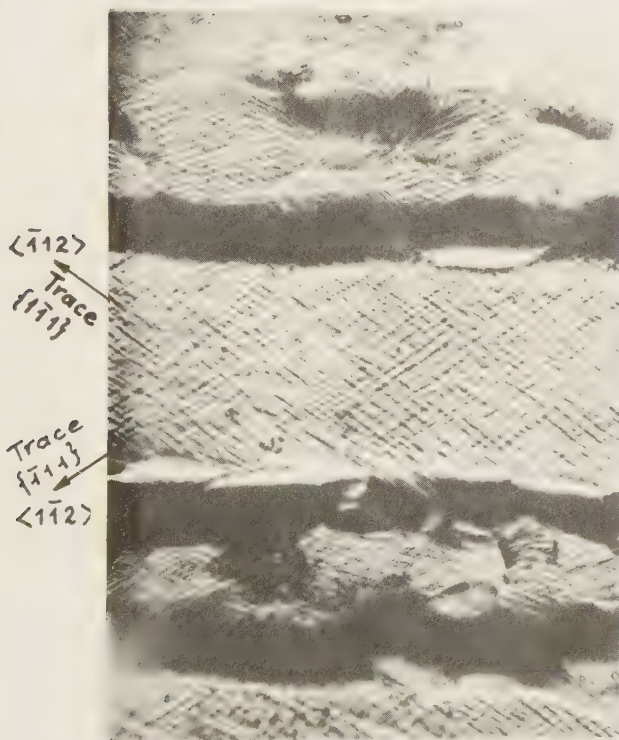
il n'existe qu'un seul
système de glissement
selon $\langle 1\bar{1}0 \rangle$.



Trace $\{111\}$
 $\langle 1\bar{1}0 \rangle$

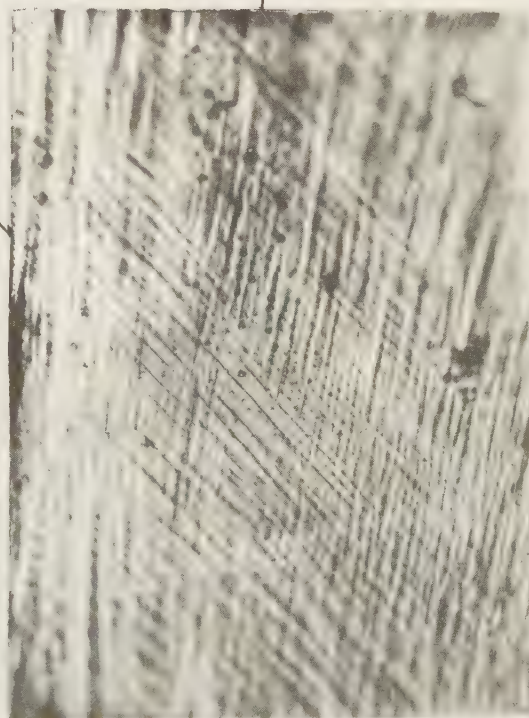
$\langle 1\bar{1}0 \rangle$
Trace $\{111\}$

50 μ



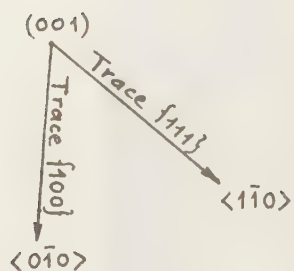
(b). - Région $[\bar{1}00]$: $\varepsilon = 37,2 \%$;
glissement double selon $\langle \bar{1}12 \rangle$ et
 $\langle 1\bar{1}2 \rangle$.

$\langle 1\bar{1}1 \rangle$
Trace
 $\{011\}$



(c). - Région $[01\bar{1}]$: $\varepsilon = 22,2 \%$;
glissement double selon $\langle 1\bar{1}1 \rangle$ et $\langle 1\bar{1}0 \rangle$.

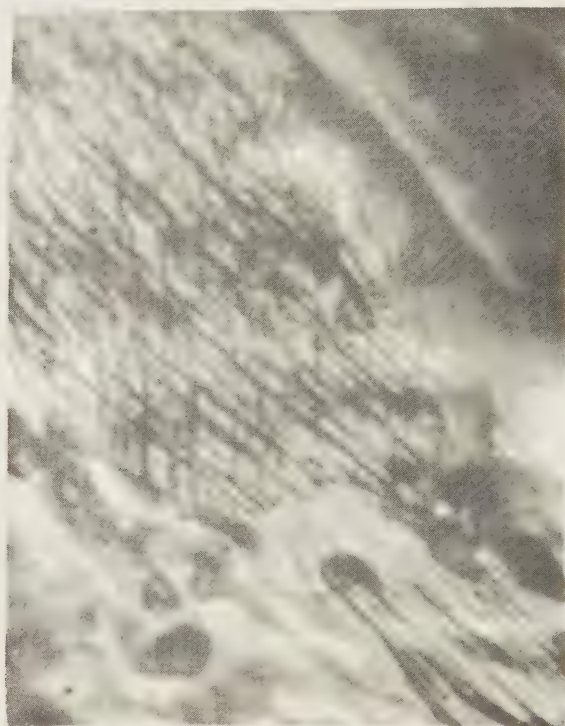
Planche 4.8 : - Aspects structuraux d'un monocristal (001) d'aluminium sollicité par un champ magnétique de 4,7 Teslas ($\sigma_n = 2.14.10^7 \text{ N/m}^2$) à $T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$.



(a). Région $[\bar{1}10]$:

$$\varepsilon = 10,8 \%$$

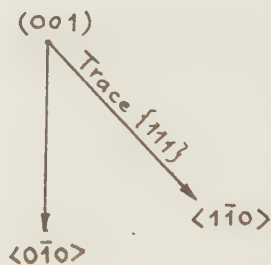
"îlots" à glissement double dans une matrice à glissement simple.



25 μ



50 μ



(b). Région entre $[\bar{1}10]$ et $[010]$:

$$\varepsilon = 4,95 \%$$

"îlots" dans une matrice à glissement simple selon $\langle 1\bar{1}0 \rangle$.

Chapitre 5

CONSOLIDATION DES MONOCRISTAUX DE CUIVRE ET DE L'ALUMINIUM DE COUPE (111)

Les caractéristiques d'écrouissage du cuivre et de l'aluminium ainsi que leurs courbes de consolidation ont été étudiées par de nombreux auteurs, notamment en déformation à faible vitesse. Très peu de résultats sont obtenus dans le domaine des déformations à vitesse élevée, surtout dans les processus de déformation à haute énergie tel le formage par champs électromagnétiques intenses et pulsés où l'on a un phénomène de $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ imposé.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier les caractéristiques de consolidation des monocristaux de cuivre et d'aluminium de coupe (111) déformées par champs électromagnétiques allant jusqu'à 11,1 Teslas pour le cuivre et 5,65 Teslas pour l'aluminium. Ces essais sont effectués à température ambiante ($T = 293^\circ\text{K}$) et à très basse température ($T = 1,85^\circ\text{K}$) en vue de mettre en évidence l'influence de la température sur les courbes de contrainte-déformation.

5.1 - DESCRIPTION DES COURBES "CONTRAINTE-DEFORMATION"

L'écrouissage comporte en général trois stades principaux liés aux courbes de consolidation d'un monocristal (Fig. 5.3) :

Stade I : Appelé stade de glissement facile où la densité de dislocations est si faible qu'une grande proportion de dislocations émises par des sources peuvent glisser dans le cristal par le système primaire. Le durcissement y est très faible.

Stade II : Appelé stade de durcissement linéaire où l'augmentation du taux d'écrouissage est due à l'entrée en activité des sources secondaires en fin de stade I qui interagissent avec les dislocations primaires (A. SEEGER [154,157] et L.M. CLAREBROUGH et M.E. HARGREAVES [20]).

Stade III : Appelé stade parabolique où la chute du taux d'écrouissage est due à la restauration dynamique causée par le glissement dévié des dislocations-vis à partir du plan de glissement primaire (J. DIEHL, S. MADER et A. SEEGER [31], A. SEEGER et al. [155])

5.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

5.2.1 - Facteurs de Schmid

Quelques suppositions de départ sont à considérer :

- Dans l'attente d'une meilleure connaissance du système de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$, nous considérons dans ce paragraphe que seul le système de glissement $\{111\} \langle 110 \rangle$ existe dans nos éprouvettes déformées :

- Nous nous limitons aux régions $[110]$ et $[112]$ de monocristaux de coupe (111) et de forme annulaire ;

- Le glissement s'effectue toujours dans les plans à faibles indices et selon des directions atomiques denses ; le plan et la direction du glissement ne sont pas fixés par la force appliquée mais par la structure du réseau.

Les facteurs de Schmid correspondant aux 12 systèmes de glissement trouvés dans le cas de nos éprouvettes (111) sont :

Plan de glissement	Direction de Glissement	Facteurs de Schmid (Force selon une direction de type $\langle 110 \rangle$)	Facteurs de Schmid (Force selon une direction de type $\langle 112 \rangle$)
primaire (111)	$\langle \bar{1}01 \rangle$	0,46	0,43
	$\langle \bar{1}10 \rangle$	0,46	0,28
	$\langle 0\bar{1}1 \rangle$	0,24	0,14
conjugué ($\bar{1}\bar{1}1$)	$\langle 011 \rangle$	0	0,43
	$\langle \bar{1}10 \rangle$	0	0,43
	$\langle 101 \rangle$	0	0,14
critique ($\bar{1}11$)	$\langle 101 \rangle$	0,46	0,26
	$\langle 110 \rangle$	0,46	0,26
	$\langle 0\bar{1}1 \rangle$	0	0
dévié ($1\bar{1}1$)	$\langle \bar{1}10 \rangle$	0	0,26
	$\langle \bar{1}01 \rangle$	0	0
	$\langle 011 \rangle$	0,24	0,26

Nous voyons donc que dans les régions $[110]$ de nos éprouvettes, quatre systèmes de glissement sont activés avec un facteur de Schmid de 0,46 et dans les régions $[112]$, quatre systèmes sont activés avec un facteur de Schmid de 0,43. Nous utiliserons ces deux valeurs pour nos courbes de conso-

5.2.2 - Courbes contrainte-déformation

Nous avons vu dans un calcul précédent que la sollicitation est maximum au temps :

$$t_M = \frac{\text{artg } \omega t}{\omega} = 27,3 \text{ } \mu\text{s}$$

et que la contrainte active $P_{(t)}$ développée dans l'épaisseur de peau au temps $t = t_M$ vaut :

$$P_{(t)} = 4,06 \cdot 10^{-12} \cdot H_0^2 \quad (2.16)$$

Pour des impulsions magnétiques créant des contraintes maximales inductrices variant de $5,7 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ à $3,25 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$, nous avons mesuré des coupes (111) de Cu et de Al (écoulement maximum selon $\langle 110 \rangle$ et minimum selon $\langle 112 \rangle$). Les résultats sont regroupés dans le Tableau 5.1. Deux types de courbes sont obtenues :

- Courbes "impulsion-déformation" (ou "valeur maximale du premier pic de contrainte-déformation") ; ces courbes correspondent aux courbes de "contrainte-déformation" vraie classiques.

- Courbes de consolidation où la valeur de la contrainte nominale est multipliée par le facteur de Schmid pour donner une contrainte de cisaillement résolue τ , et la valeur de la déformation, divisée par le facteur de Schmid pour obtenir la valeur du glissement cristallographique g %.

1 - Courbes "contrainte-déformation" nominale : (Fig. 5.1)

Ces courbes montrent que l'écoulement évolue linéairement à partir d'un certain seuil avec, pour le cuivre, une pente supérieure de 3,7 fois celle de l'aluminium dans la direction $\langle 110 \rangle$ et de 1,06 fois dans la direction $\langle 112 \rangle$.

2 - Courbes "contrainte-déformation" résolue : (Fig. 5.2)

L'allure de la courbe de consolidation du cuivre est très différente de celle de l'aluminium. Cette différence est essentiellement due à l'apparition très nette de "l'overshoot" (consolidation des systèmes latents) dans le cas du cuivre alors que la forme de la courbe de consolidation de l'aluminium reste semblable à celle des métaux c.f.c. déformés à faible vitesse.

Les deux formes de courbes citées ci-dessus sont schématisées en Fig. 5.3 (a) et (b) et permettent de définir les paramètres suivants :

1°) Pour la courbe de consolidation de forme classique :

τ_0 est défini par le point de séparation avec la courbe élastique.

τ_1 est la contrainte du seuil, obtenue par extrapolation du stade I.

τ_2 , τ_3 et τ_f sont les cisssions correspondant aux déformations g_2 , g_3 et g_f respectivement.

θ_1 , θ_2 et θ_3 sont les taux d'écrouissage correspondant aux trois stades.

2°) Pour la courbe de consolidation du cuivre déformé à grande vitesse par champ magnétique.

Le stade de glissement facile (stade I) se termine subitement à une contrainte τ'_2 avec une valeur de déformation g'_2 . Ensuite, la déformation devient homogène. Nous observons entre les valeurs τ'_2 et g'_2 les valeurs extrapolées de τ_2 et g_2 du stade II qui est linéaire. D'autres paramètres sont définis comme suit :

τ_0 est la contrainte maximum atteinte en fin de limite élastique.

τ_1 est la valeur extrapolée de la contrainte initiale d'écoulement et

θ_1 est défini selon $(\tau_2 - \tau_1)/g_2$

τ_3 est défini comme dans le cas précédent

Cependant, très tôt dans le stade III les cristaux de cuivre ayant fait un "overshoot" (consolidation des systèmes latents) du plan de symétrie, commencent déjà à se déformer dans un autre système. Dans ces conditions, la cisssion effective s'accroît de façon discontinue d'une valeur τ_s^p sur le plan de glissement primaire à une valeur τ_s^c dans le système de glissement conjugué (ou secondaire) ; ensuite, l'écrouissage est approximativement linéaire avec une pente θ_3 jusqu'à la rupture (en réalité, ce stade III est parabolique).

Nos éprouvettes étant annulaires et déformées par compression, nous n'observons pas de rupture. Les paramètres τ_f et g_f correspondent au début de l'apparition du maclage où l'écrouissage n'est plus homogène et où le glissement devient discontinu.

Tableau 5.1 : Valeurs de $\bar{\sigma}$ et g relatives aux cristaux (111) (zones [112] et [110] à un seul système de glissement observé) à T = 293°K.

Direction de la force Facteurs de Schmid	Niveau Charge	H_0 10^6 A/m	Contrainte appliquée	Cission résolue		Déformation nominale		Déformation liée à $\bar{\sigma}$	
			$\bar{\sigma}$ 10^7 N/m ²	γ 10^7 N/m ²		$\bar{\epsilon}$ %		g %	
				$\langle 112 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 112 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 112 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
				0,43	0,46	0,43	0,46	0,43	0,46
Matériaux									
Cu	35	1,82	0,92	0,4	0,92	1,63	2,36	2,14	5,1
	45	2,24	1,13	0,49	0,52	4,47	7,89	3,8	17,2
	60	2,9	1,46	0,63	0,67	5,84	11,75	10,4	25,5
	65	3,2	1,62	0,7	0,75	6,42	19	13,6	11,3
	70	3,53	1,78	0,77	0,82	8,63	22,25	14,9	48,4
	80	3,88	1,98	0,86	0,92	9,92	23,23	20,1	50,5
	90	4,3	2,17	0,93	1,0	11	28,25	23,1	61,4
	100	4,5	2,27	0,98	1,04	11,88	30,75	25,6	66,8
	50 x 2	4,7	2,46	1,06	1,13	12,5	28	27,63	60,9
	65 x 2	5,96	3,01	1,29	1,39	25	34,4	29,1	74,8
	70 x 2	6,44	3,25	1,4	1,50	31,2	47,7	58,14	103,7
Al	45	2,24	1,24	0,53	0,57	5	13	11,6	28,3
	60	2,9	1,60	0,69	0,74	8	21	18,6	45,7
	70	3,53	1,95	0,84	0,90	10,8	27,4	25,2	59,6
	80	3,88	2,14	0,92	0,98	13,9	34,2	32,5	74,4
	90	4,3	2,37	1,02	1,09	15,5	37,5	36	81,5
	100	4,5	2,48	1,07	1,14	20	49	46,5	106,5

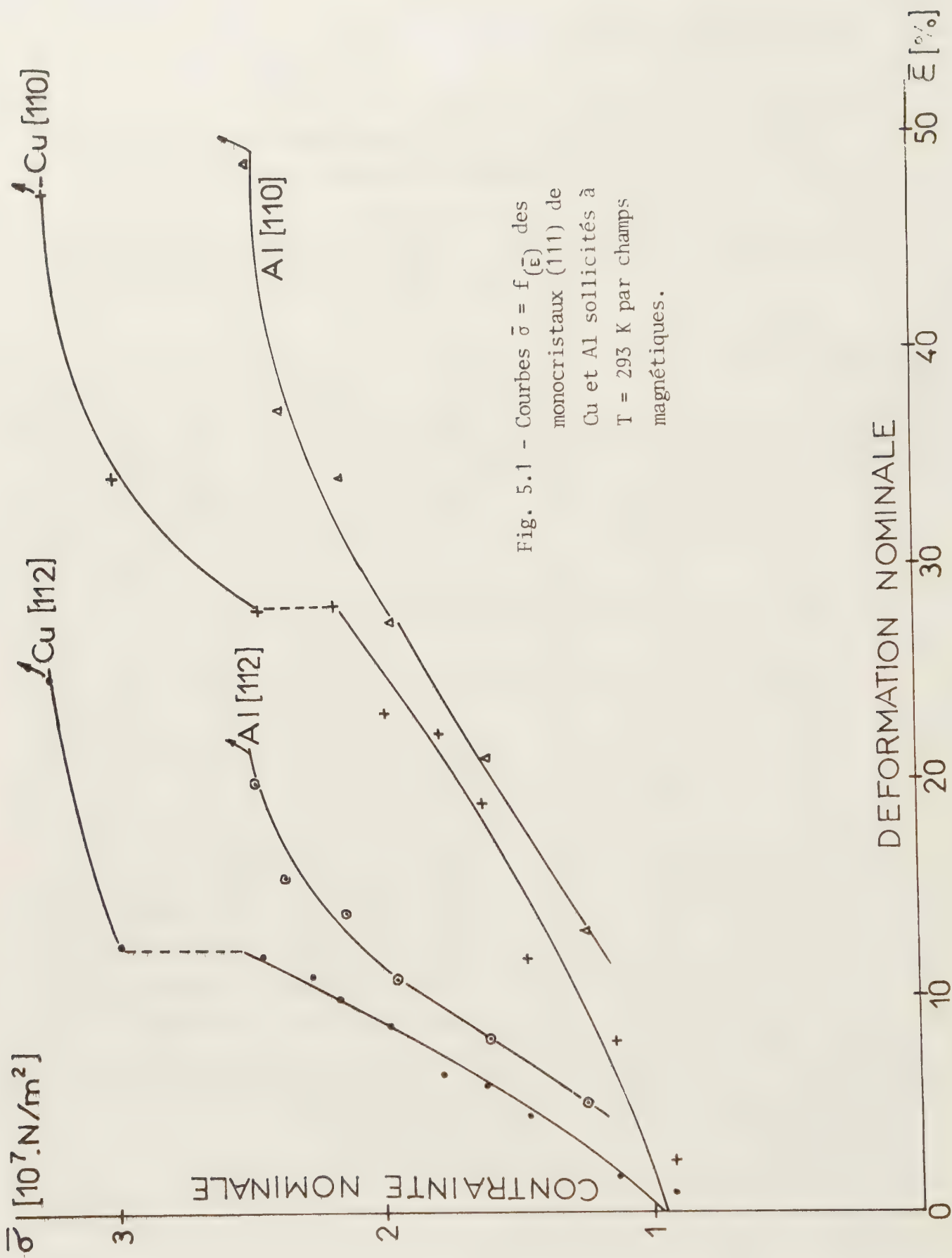


Fig. 5.1 - Courbes $\bar{\sigma} = f(\bar{\epsilon})$ des monocristaux (111) de Cu et Al sollicités à $T = 293 \text{ K}$ par champs magnétiques.

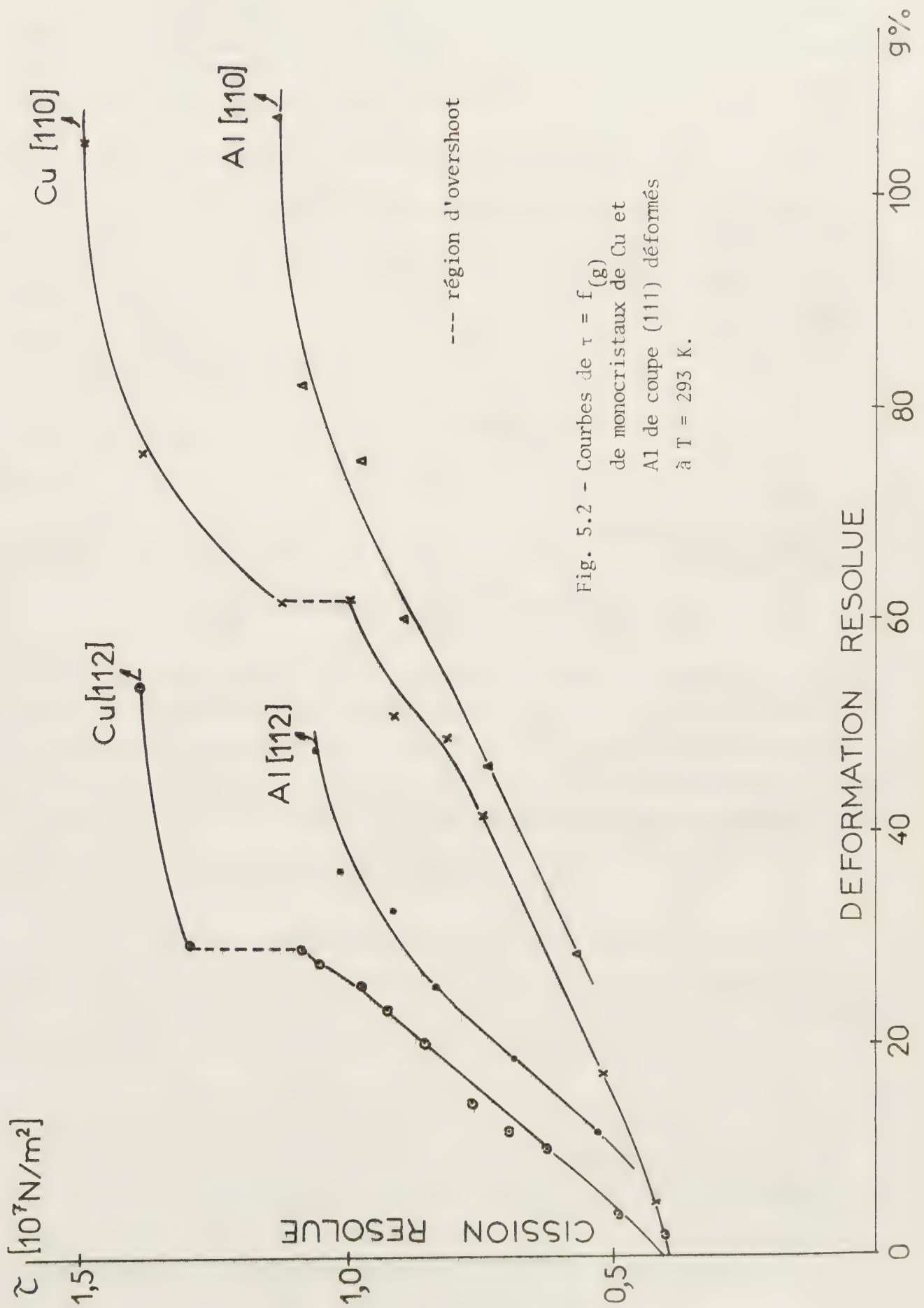


Fig. 5.2 - Courbes de $\tau = f_{(g)}$
de monocristaux de Cu et
Al de coupe (111) déformés
à $T = 293 \text{ K}$.

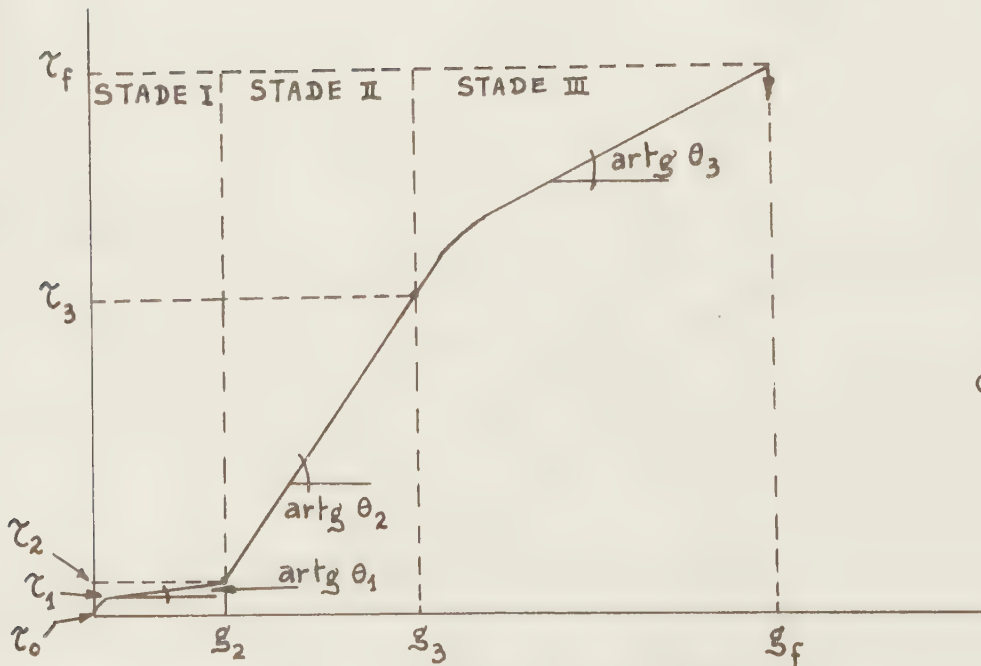
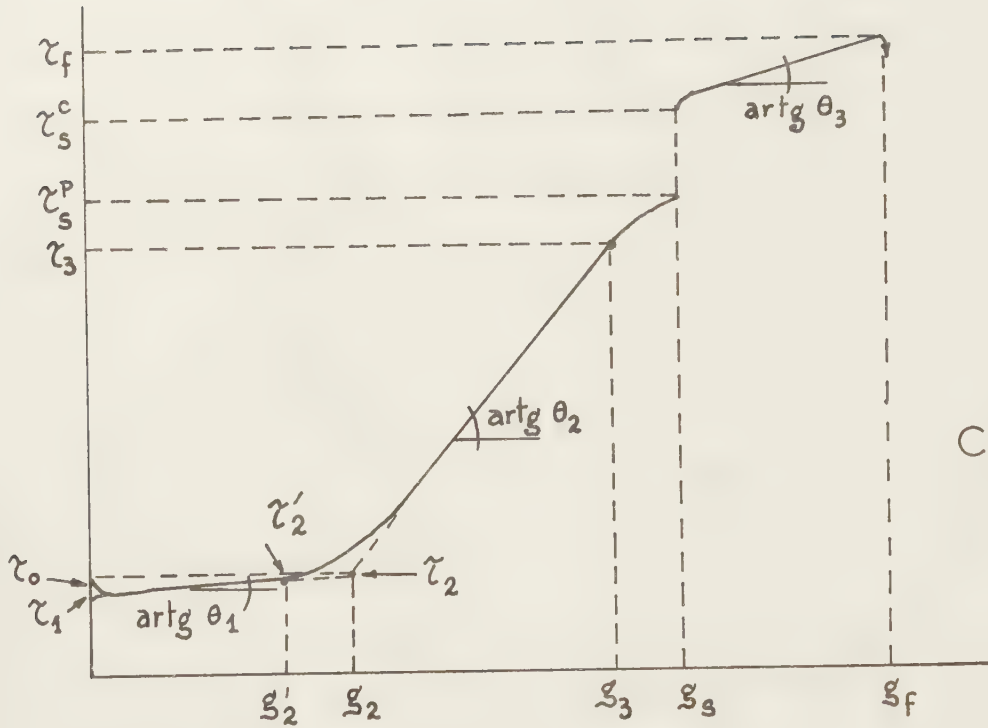


Fig.5.3 : Schémas des courbes de consolidation de monocristaux c.f.c.

5.2.3 - Influence de $\dot{\epsilon}$ imposé et de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$

D'après les résultats du Chapitre 2, le phénomène qui influe sur l'allure des courbes de consolidation est essentiellement la contrainte imposée σ qui n'est pas homogène. Cette contrainte dépend du compromis entre la dimension ΔR de l'échantillon et l'épaisseur de peau e_p du métal. La valeur de $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ imposée peut atteindre $3,02 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2 \cdot \text{s}$ pour $\dot{\epsilon} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

L'allure des courbes de consolidation obtenues pour les monocristaux de Cu et de Al à $T = 293 \text{ K}$ (Fig. 5.2) montre un adoucissement des métaux avec des taux d'écroutissage qui sont bien inférieurs à ceux obtenus à faible vitesse de déformation ($\dot{\epsilon} \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). Les résultats présentés Tableau 5.2 permettent de comparer les paramètres de consolidation entre les monocristaux de Cu et de Al à l'ambiante. On remarque que :

$$(\tau_2)_{\text{Al}} = 0,84 (\tau_2)_{\text{Cu}} \quad (\tau_3)_{\text{Al}} = 0,95 \sim 1,10 (\tau_3)_{\text{Cu}}$$

$$\text{avec} \quad (g_2)_{\text{Al}} = 1,12 \sim 1,65 (g_2)_{\text{Cu}} \quad \text{et} \quad (g_3)_{\text{Al}} = 1,07 \sim 0,57 (g_3)_{\text{Cu}} ;$$

$$\text{de même :} \quad (\theta_2)_{\text{Cu}} = 0,83 \sim 1,82 (\theta_2)_{\text{Al}},$$

$$(\theta_3)_{\text{Cu}} = 1,32 \sim 0,27 (\theta_3)_{\text{Cu}}.$$

Parallèlement, nous avons mis en évidence l'influence de la direction cristallographique de la contrainte appliquée sur les taux d'écroutissage en déformation à grande vitesse. L'influence de $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ imposé crée un décrochement collectif de dislocations qui entraîne une déformation supplémentaire ϵ_s au lieu d'une chute de charge à $\dot{\epsilon}$ constante comme en déformation quasi-statique. Ce phénomène est sensible aux valeurs de contrainte dynamiques proches du stade III, notamment aux essais à basse température (fig. 5.5).

NAGATA et YOSHIDA [133] ont, dans la déformation par choc ($10^2 \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 10^3 \text{ s}^{-1}$), prouvé également l'influence de $\dot{\epsilon}$ avec par exemple $\theta_1 \approx 3 \sim 5 \times 10^{-4} \text{ G}$. Dans notre cas $\theta_1 \approx 1,61 \sim 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ G}$. L'effet d'adoucissement est plus important en déformation par champ magnétique.

En ce qui concerne "l'overshoot" (consolidation des systèmes latents), les résultats de MITCHELL et THORNTON [121] donnent pour le cuivre à $T = 295^\circ \text{K}$ une valeur de 1,08. Dans notre cas, $\tau_S^C / \tau_S^P = 1,18$ si la direction de la force est $\langle 112 \rangle$. La valeur "d'overshoot" est alors 8,5 % plus importante que celle obtenue à faible vitesse de déformation. "L'overshoot" de l'aluminium déformé à grande vitesse est trop faible pour pouvoir être remarqué sur la courbe de consolidation.

Tableau 5.2 : - Comparaison des paramètres de consolidation des monocristaux de cuivre et d'aluminium (111) déformés à $T = 293 \text{ K}$.

Monocristaux		Aluminium		Cuivre	
Température		293 K		293 K	
Facteurs de Schmid		0,43	0,46	0,43	0,46
Direction de la pression appliquée		$\langle 112 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 112 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
$[10^7 \text{ N/m}^2]$	γ_0	-	-	-	-
	γ_1	-	-	0,41	0,39
	γ_2'	-	-	-	-
	γ_2	0,53	0,57	0,63	0,52
	γ_3	0,84	0,88	0,98	0,82
	γ_s^D	-	-	1,09	1,0
	γ_s^C	-	-	1,29	1,13
	γ_f	1,07	1,14	1,4	1,5
	γ_s^C / γ_s^D	-	-	1,18	1,13
%	g_1	-	-	-	-
	g_2	-	-	-	-
	g_2	11,6	28,3	10,4	17,2
	g_3	27,4	27,5	25,6	48,4
	g_5	-	-	28,75	61,25
	g_f	46,5	106,5	58,14	103,7
10^7 N/m^2	θ_1	-	-	2,115	0,756
	θ_2	1,131	1,127	1,367	0,620
	θ_3	0,495	0,244	0,374	0,912
10^{-4}	$\theta_{1/G}$	-	-	4,49	1,61
	$\theta_{2/G}$	2,4	2,39	2,9	2,12
	$\theta_{3/G}$	1,05	0,52	0,79	1,94

$$G = 4,71 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

BERNER [10], MITCHELL et THORNTON [121] ont prouvé que la valeur de τ_0 croît linéairement en fonction de $\ln \dot{\epsilon}$ en déformation quasi-statique, mais ils ne sont jamais allés au-delà de $\dot{\epsilon} = .1 \text{ s}^{-1}$. Dans l'état actuel, il est difficile de confirmer l'influence de notre procédé de déformation sur τ_0 .

Nos essais sur les polycristaux ont montré l'influence de la vitesse de déformation sur la formabilité des métaux, notamment les résultats de J.Y. RENAUD et M. LEROY [143] sur les alliages légers d'aluminium où l'on obtient une amélioration de l'aptitude à la déformation aussi bien pour la rupture que pour la striction.

PIRONNEAU Yves [140] a montré que la déformation par chocs répétés peut produire un adoucissement du métal et par conséquent un allongement avant rupture trois fois plus important que la valeur obtenue par traction.

5.2.4 - Influence de la température

Une série d'éprouvettes (111) de cuivre a été déformée à 1,85°K. L'état des contraintes est beaucoup plus complexe (cf. chapitre 2). On a démontré qu'il y a une contrainte radiale σ_r et une contrainte tangentielle σ_t . Numériquement, $\sigma_t \approx 4 \sigma_r$. Les résultats de $\bar{\sigma}_t$, $\bar{\sigma}_r$ et $\bar{\epsilon} \%$ sont présentés tableau 5.3. La figure 5.4 présente une courbe de $\bar{\sigma}_t$ en fonction de $\bar{\epsilon} \%$. On remarque surtout un changement de courbure de la courbe. La partie linéaire est plus courte que celle qui existe à l'ambiante laissant apparaître une grande partie de la courbe avec des points expérimentaux disposés de façon très irrégulière (en dents de scie) à partir d'une contrainte nominale de $7,3 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ environ. Ce phénomène particulier à la déformation aux basses températures a été constaté par BLEWITT et al [14] dans leurs essais quasi-statiques sur monocristaux de cuivre à 4,2°K. Selon eux, il s'agit d'un glissement discontinu qui crée des relaxations soudaines de la charge. A 77,3°K, ils n'observent pas ce phénomène.

La Fig. 5.5 compare les courbes de "charge-déformation" obtenues à 4,2°K par BLEWITT et al. aux courbes de "contrainte-déformation" nominale obtenues par notre mode de déformation aux basses températures. Deux types de courbes sont présentées par BLEWITT et al. :

- 1 - Les courbes de type A où après un glissement normal, il apparaît une portion de courbe caractéristique du glissement discontinu.
- 2 - Les courbes de type B qui se différencient des précédentes par l'apparition d'une zone de maclage suivie d'une autre zone de glissement discontinu après un glissement normal et un glissement discontinu.

L'orientation du cristal déterminerait le type de courbes à obtenir.

Il semble en apparence que nos courbes obtenues à $T = 1,85^\circ\text{K}$ ont une allure identique à celle des courbes de type A. Mais en réalité, après observations structurales, nous avons constaté que le maclage se fait dès les débuts de la courbe, la portion de glissement normal étant presque inexistante, laissant place à des traces de bandes de glissement composées de sous-joints cellulaires. La direction de ces traces de bandes de glissement reste toujours la même qu'à l'ambiante. Les glissements dans $\{110\}$ existent donc aussi à basse température.

Cette anomalie de l'allure des courbes est le résultat d'un passage d'un processus de glissement à un processus de maclage et surtout d'un décrochement collectif des dislocations créé par un $\frac{\partial \sigma}{\partial t}$ imposé.

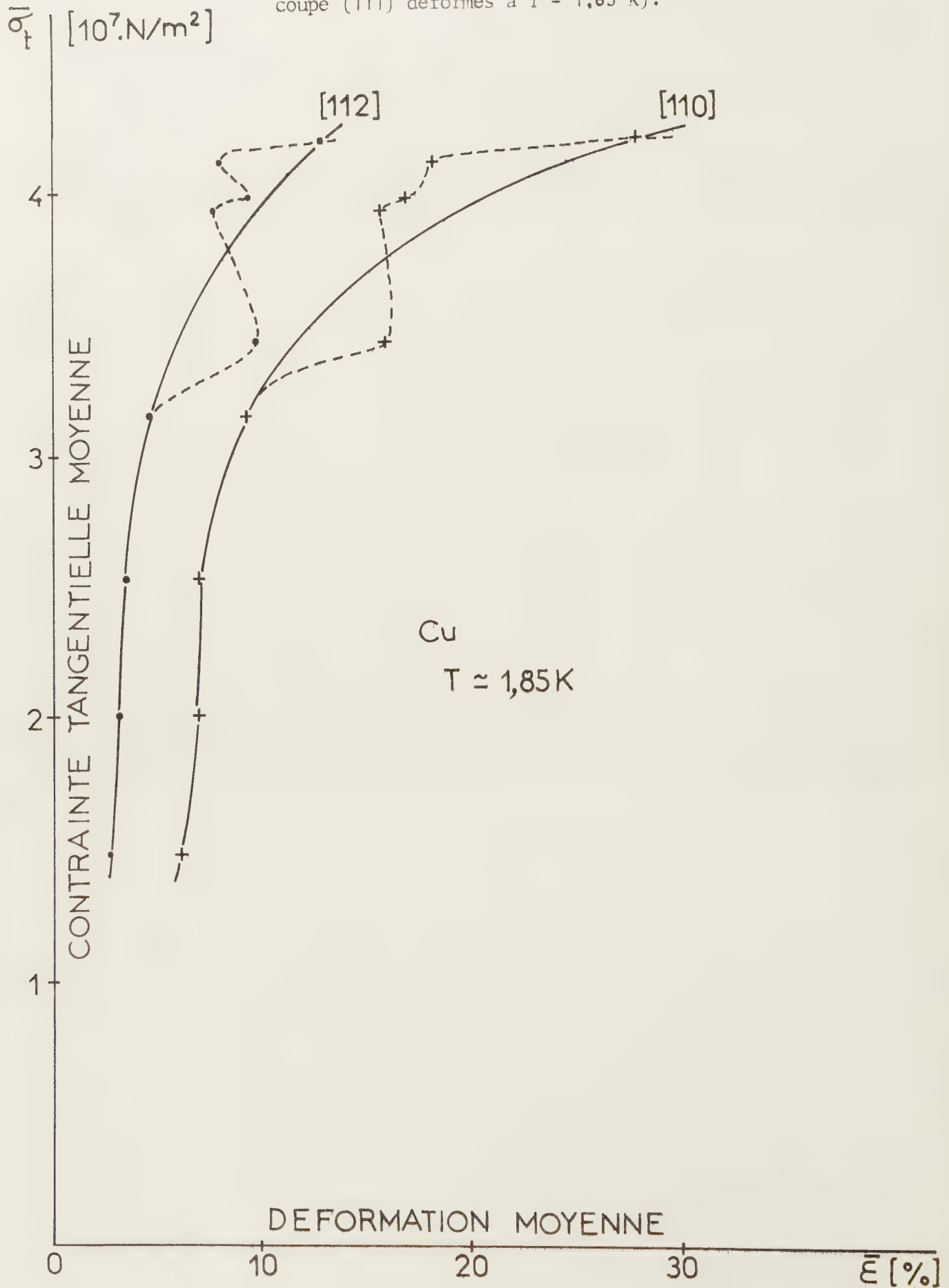
Les courbes (fig. 5.4 et 5.5) permettent les remarques suivantes :

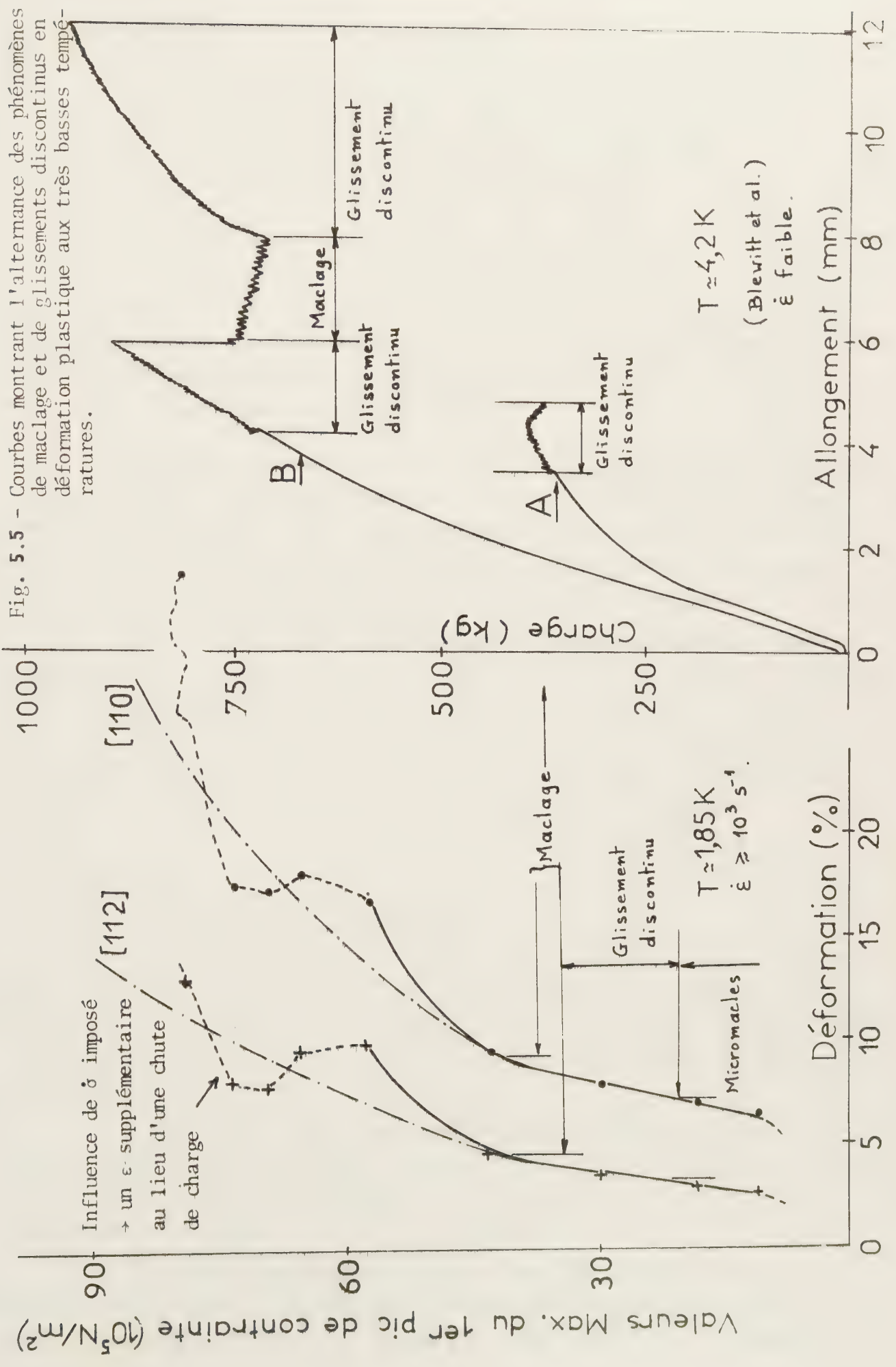
- (1) Le stade I est absent de la courbe de contrainte-déformation à $T = 1,85^\circ\text{K}$ pour les mêmes niveaux de contrainte qu'à l'ambiante.
- (2) Le stade II linéaire est très réduit par rapport à celui de l'ambiante.
- (3) Le stade III est très accentué. Nous avons pris une courbure moyenne entre les points expérimentaux, négligeant l'influence du maclage et des glissements discontinus sur l'allure en dents de scie de la courbe. Nous n'observons pas de phénomène d' "overshoot".
- (4) L'influence de $\dot{\sigma}$ imposé crée un décrochement collectif des dislocations qui donne une déformation supplémentaire au lieu d'une chute de charge comme dans le cas d'une déformation quasi-statique où le paramètre imposé est $\dot{\epsilon}$ (fig. 5.5).

Tableau 5.3 - Valeurs de $\bar{\sigma}_r$ et $\bar{\sigma}_t$ relatives aux cristaux (111)
à T = 1,85°K

Niveau de charge	Champ magnétique H_0 10^6 A/m	Pression de contrainte P_b 10^7 N/m ²	Contrainte radiale moyenne $\bar{\sigma}_r$	Contrainte tangentielle moyenne $\bar{\sigma}_t$	Déformation moyenne $\bar{\epsilon}$ %	
					<110>	<112>
35	1,66	0,57	34,96	1,482	6,4	2,72
45	2,16	0,73	45,72	2,012	7,0	3,12
60	2,81	0,97	59,82	2,576	7,01	3,53
70	3,28	1,14	72,33	3,149	9,41	4,59
80	3,77	1,3	83,69	3,425	16,06	9,88
90	4,16	1,42	90,51	3,925	15,83	7,8
93	4,2	1,44	91,61	91,61	17,01	9,52
97	4,9	1,49	93,75	93,75	16,33	8,05
100	4,4	1,52	98,17	98,17	28,17	12,97

Fig. 5.4 - Courbes de la contrainte tangentielle moyenne $\bar{\sigma}_t$ en fonction de la déformation moyenne $\bar{\epsilon}$ (cas des monocristaux de Cu de coupe (111) déformés à $T = 1,85$ K).





Chapitre 6

TAILLE DES CELLULES ET DENSITE DE DISLOCATIONS DANS LES MONOCRISTAUX DE CUIVRE DE COUPE (111) DEFORMES PAR CHAMPS MAGNETIQUES

Lorsqu'un métal se déforme sous l'action des forces extérieures, l'allure de la courbe contrainte-déformation présente à chaque instant des phénomènes de consolidation dûs à la multiplication, aux mouvements et aux interactions des dislocations au sein même du métal.

L'aspect de la consolidation des coupes monocristallines (111) de Cu a été étudié dans le chapitre précédent. L'observation au microscope électronique par transmission des lames minces prélevées dans les directions $\langle 110 \rangle$ et $\langle 112 \rangle$ d'une de ces coupes monocristallines sollicitées à 5,65 Teslas montrent des cellules de dislocation différentes (Fig. 6.1 (a) et 6.2 (a)).

Des lois de variation d'écrouissage et du taux de multiplication des dislocations ont été décrites dans de nombreux articles [4,98,165,167,170,176,177] où le mode de déformation est quasi-statique. Ces relations entre contraintes, taille des cellules de dislocation et taux de dislocations vérifient-elles le mécanisme de l'écrouissage dans notre procédé de déformation à grande vitesse ($\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ s}^{-1}$) ? C'est ce que nous proposons de voir dans ce chapitre.

6.1 - GENERALITES

6.1.1 - Préparation des lames minces

Les éprouvettes annulaires de coupe monocristalline (111), après sollicitations à $T = 293^\circ\text{K}$ par des champs magnétiques allant jusqu'à 5,6 Teslas, sont soumises à un prépolissage mécanique et ensuite à un polissage électrolytique dans une solution à 30 % d'acide orthophosphorique jusqu'à une épaisseur de 0,35 mm.

Des disques de 3 mm de diamètre sont prélevés par étincelage dans les directions $\langle 110 \rangle$ et $\langle 112 \rangle$ de chaque échantillon en vue d'étudier la différence de comportement en déformation plastique entre une région de maximum d'écoulement et une région de minimum de déformation.

Le polissage final s'effectue en deux étapes. Les disques prélevés sont d'abord polis au pinceau avec l'électrolyte D_2 selon une technique inspirée de celle de D.K. PAIK [134]. Enfin, les lames subissent un polissage par

bombardement ionique durant 20 minutes (tension : 5 KV et intensité au niveau de l'échantillon : 30 ~ 35 mA). La durée de cette dernière étape ne doit pas être trop longue, sinon, l'état de la microstructure serait détruit par introduction d'autres défauts.

6.1.2 - Détermination de la densité de dislocations et de l'épaisseur des lames minces

Les mesures de densité de dislocations ont été effectuées par la méthode de HAM [81]. Selon cette méthode, on peut calculer la densité de dislocations, dans une lame d'épaisseur t , en mesurant le nombre N d'intersections entre les dislocations et un segment de droite de longueur L tracé au hasard.

La densité de dislocations est alors :

$$\rho = \frac{2 N}{L \cdot t} \quad (6.1)$$

L'épaisseur de la lame a été calculée à partir des contours d'extinction observés [82,92].

6.1.3 - Pourcentage d'erreurs possibles dans les calculs

L'erreur dans le calcul de ρ est :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \left[\left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6.2)$$

$$+ (\text{erreur due à la résolution de l'image})^2 \\ + (\text{erreur due à l'orientation des dislocations})^2 \Big]^{1/2}$$

où ρ , N , t sont définis comme ci-dessus et M est le facteur de grossissement du microscope.

Dans la méthode des contours d'extinction, l'erreur commise sur la détermination de t est de 13 ~ 20 %. La valeur de N peut être estimée à 12,7 % près, et l'erreur due à l'orientation des dislocations est de 10 % selon que les dislocations sont dirigées de façon aléatoire ou non. Le maximum de cette erreur peut atteindre 21 %. L'erreur possible sur le grossissement M du microscope est environ de 5 %. Certains auteurs [5,73] ont considéré l'erreur due à la résolution de l'image. Nos cellules de dislocations ayant une très bonne résolution, nous estimons que cette erreur est de 5 %. Introduisant ces valeurs dans l'équation (6.2), on a $\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx 27 \%$.

Nous ne représentons pas cette erreur sur la densité de dislocations ρ dans les figures afin de ne pas les surcharger. Les courbes expérimentales tracées rentrent bien dans les marges de l'erreur estimée.

6.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

6.2.1 - Relations entre cellules de dislocations et contraintes nominales

Les lames préparées sont examinées en transmission au microscope électronique à 100 KV. Le taux ρ_0 de dislocations avant déformation est de l'ordre de 10^8 cm^{-2} . Les segments de dislocations sont orientés et répartis au hasard.

A partir d'une contrainte nominale de $1,56 \text{ daN/mm}^2$, les dislocations se groupent en forêts de direction $\langle 112 \rangle$ (planche 6.3). Les taux de segments de dislocations sont de l'ordre de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour une contrainte de $2,27 \text{ daN/mm}^2$. A même sollicitation, le taux de dislocations et la taille des cellules sont différents entre les lames des régions $[110]$ et $[112]$ de la coupe (111) .

Par exemple, des lames minces prélevées dans les directions $\langle 110 \rangle$ et $\langle 112 \rangle$ d'une coupe monocristalline (111) de Cu sollicitée à 5,65 Teslas montrent des cellules de dislocations différentes (Planches 6.1 et 6.2). En effet dans les régions $[112]$ (déformation faible voisine de 11 %), les cellules sont allongées dans la direction $\langle 110 \rangle$ avec un rapport longueur/largeur voisin de 1,5, la longueur moyenne des cellules étant de $0,48 \mu$, tandis que dans les régions $[110]$ (écoulement principal avec $\epsilon \approx 30 \%$), les cellules sont régulières et voisines de $0,39 \mu$. L'épaisseur des parois est de $0,034 \mu$ pour les cellules dans ce dernier cas, alors qu'elle est de $0,059 \mu$ selon la longueur et $0,078 \mu$ selon la largeur dans les régions $[112]$.

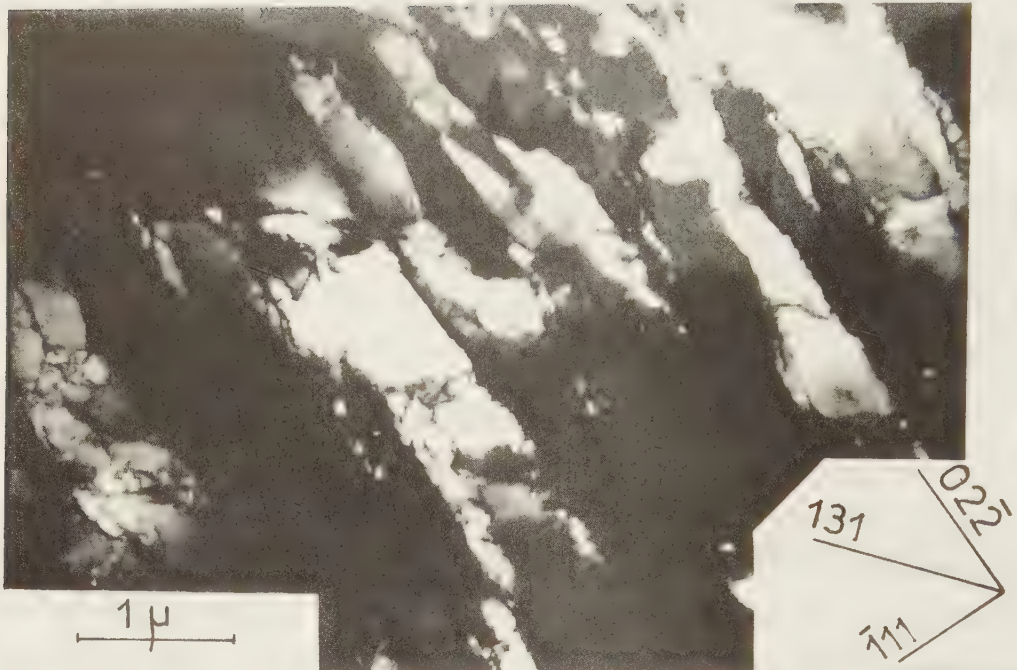
Les résultats sur la taille des cellules et la densité de dislocations sont présentés en fonction de la contrainte et de l'écoulement en Tableau 6.1.

L'inverse de la taille des cellules $1/D$, l'épaisseur des parois d et le rapport D/d pour les deux cas sont représentés en fonction de la contrainte nominale (ou "vraie") Fig. 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 et 6.5.

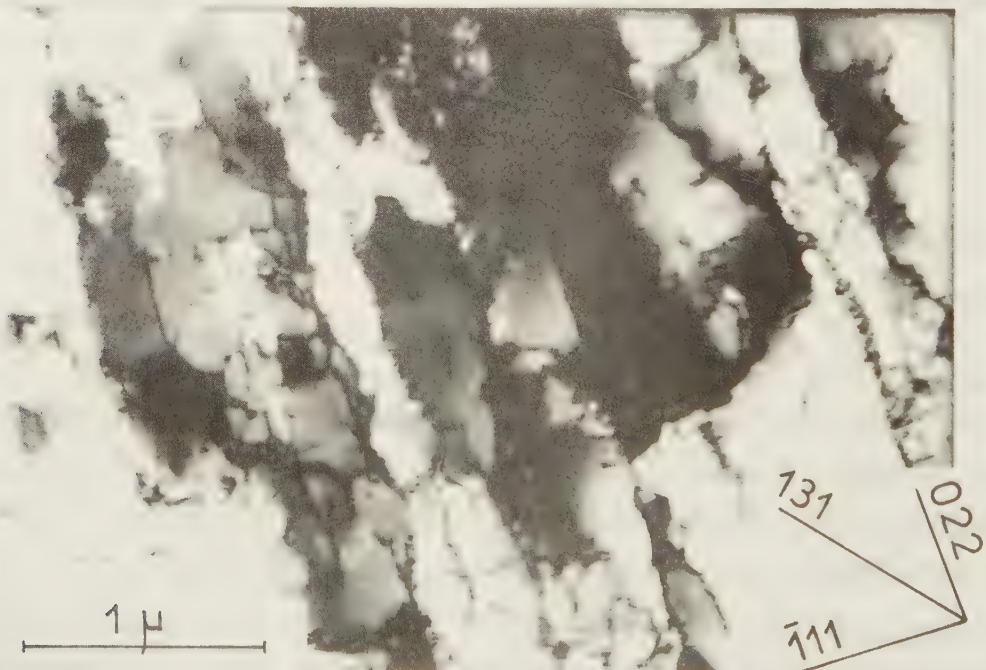
On remarque que :

- 1 - Le seuil de multiplication des dislocations se situe aux environs de $1,46 \text{ daN/mm}^2$ dans le cas des lames de la direction $\langle 110 \rangle$, il est de $1,54 \text{ daN/mm}^2$ dans le cas des lames $\langle 112 \rangle$. Ces deux seuils correspondent respectivement à $\tau_2 = 0,63 \text{ daN/mm}^2$ et $\tau_2 = 0,52 \text{ daN/mm}^2$
- 2 - Les cellules dans les régions $[110]$ d'écoulement principal ont une taille " D_0 " initiale et moyenne de $0,847 \mu$ et une épaisseur de paroi initiale " d_0 " égale à $0,013 \mu$ ($D_0/d_0 \approx 65,2$).

L'épaisseur des parois est maximum vers $1,93 \text{ daN/mm}^2$ ($d = 0,112 \mu$)

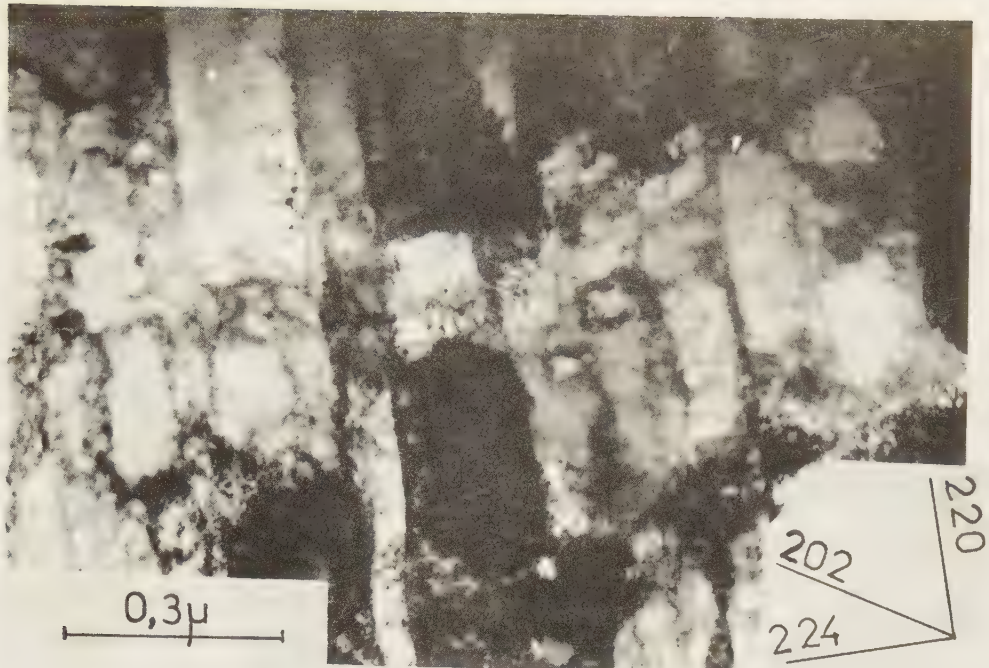


(a) Cellules de dislocations sur une lame mince prise dans la direction $\langle 110 \rangle$ d'une coupe (111) de Cu
 $\sigma = 2,27 \text{ daN/mm}^2$ $\epsilon = 30 \%$ $T = 293^\circ \text{K}$



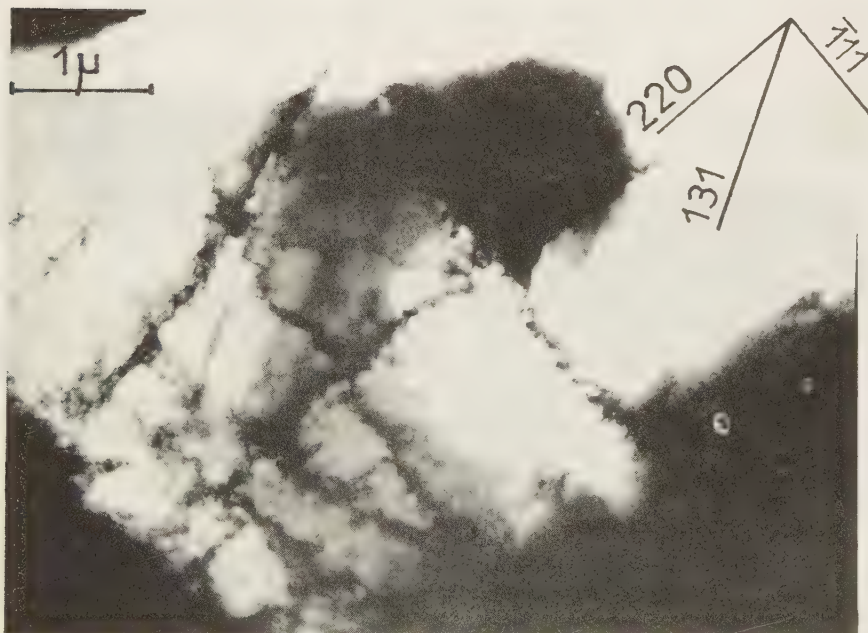
(b) Cellules de dislocations sur une lame mince prise dans la direction $\langle 110 \rangle$ d'une coupe (111) de Cu
 $\sigma = 2,17 \text{ daN/mm}^2$ $\epsilon = 28,3 \%$ $T = 293^\circ \text{K}$

Planche 6.2



(a) Cellules de dislocations sur une lame prélevée dans la direction $\langle 112 \rangle$ de la coupe (111) de Cu

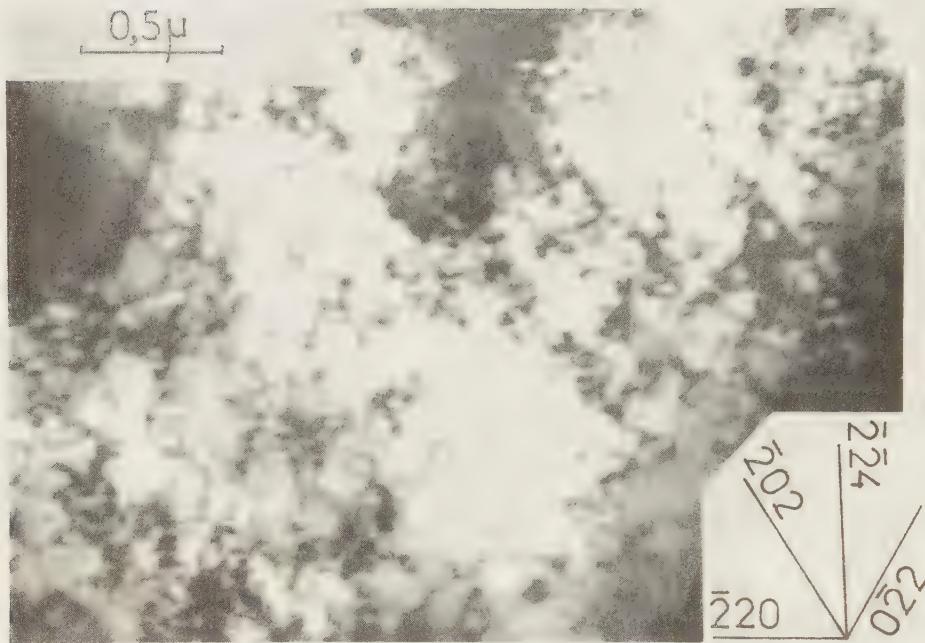
$$\sigma = 2,27 \text{ daN/mm}^2 \quad \epsilon = 11 \% \quad T = 293^\circ \text{K}$$



(b) Cellules de dislocations sur une lame prélevée dans la direction $\langle 112 \rangle$ de la coupe (111) de Cu

$$\sigma = 1,65 \text{ daN/mm}^2 \quad \epsilon = 8 \% \quad T = 293^\circ \text{K}$$

Planche 6.3



(a) Cellules de dislocations sur une lame mince prise dans la direction $\langle 110 \rangle$ d'une coupe (111) de Cu
 $\sigma = 1,56 \text{ daN/mm}^2$ $\epsilon = 19 \%$ $T = 293^\circ\text{K}$



(b) Forêts de dislocations sur une lame mince prise dans la direction $\langle 110 \rangle$ d'une coupe (111) de Cu
 $\sigma = 1,46 \text{ daN/mm}^2$ $\epsilon = 11,8 \%$ $T = 293^\circ\text{K}$

Tableau 6.1 : Taille des cellules et densité des dislocations dans les monocristaux de Cu (111) déformés par champs magnétiques à T = 293 K.

Cu(111)	Contraintes		Déformations		Tailles des cellules		Densité de dislocations			*
Régions	σ	γ	ε	ε	D	D ⁻¹	ρ	$\sqrt{\rho}$	$\rho^{-1/2}$	$\gamma/\mu b$
	daN/mm ²		(%)		(μ)	(μ^{-1})	(cm ⁻²)	(cm ⁻¹)	(cm)	[μ^{-1}]
							x 10 ¹⁰	x 10 ⁵	x 10 ⁻⁶	x 10 ⁻²
1 [110] [112]	2,27	0,98	30,75	66,8	0,39	2,56	18,24	4,27	2,34	40,9
		1,04	11	25,6	0,396	2,53	23,17	4,81	2,08	43,4
2 [110] [112]	2,17	0,93	28,25	61,4	0,43	2,33	16,94	4,12	2,43	38,8
		1,0	9,92	23,1	0,51	1,95	21,27	4,61	2,17	41,8
3 [110] [112]	1,98	0,86	23,23	50,5	0,49	2,04	11,99	3,46	2,89	35,9
		0,92	8,63	20,1	0,69	1,45	13,96	3,74	2,68	38,4
4 [110] [112]	1,78	0,77	22,25	48,4	0,69	1,45	10,78	3,28	3,05	32,2
		0,82	6,42	14,9	1,07	0,94	8,78	2,96	3,38	34,2
6 [110] [112]	1,62	0,70	19	41,3	0,72	1,39	8,94	2,99	3,35	29,2
		0,75	5,84	13,6	-	-	8,6	2,93	3,41	31,3
7 [110] [112]	1,46	0,63	11,75	25,5	0,85	1,18	8,51	2,92	3,43	26,3
		0,67	4,47	10,4	-	-	8,45	2,91	3,44	28,0
11 [110] [112]	1,13	0,49	7,89	17,2	-	-	8,48	2,91	3,43	20,5
		0,52	1,63	3,8	-	-	8,35	2,89	3,46	21,7
12 [110] [112]	0,92	0,4	2,36	5,1	-	-	8,40	2,90	3,45	16,7
		0,42	0,92	2,14	-	-	8,23	2,87	3,49	17,5

* Contraintes d'écoulement normalisées.

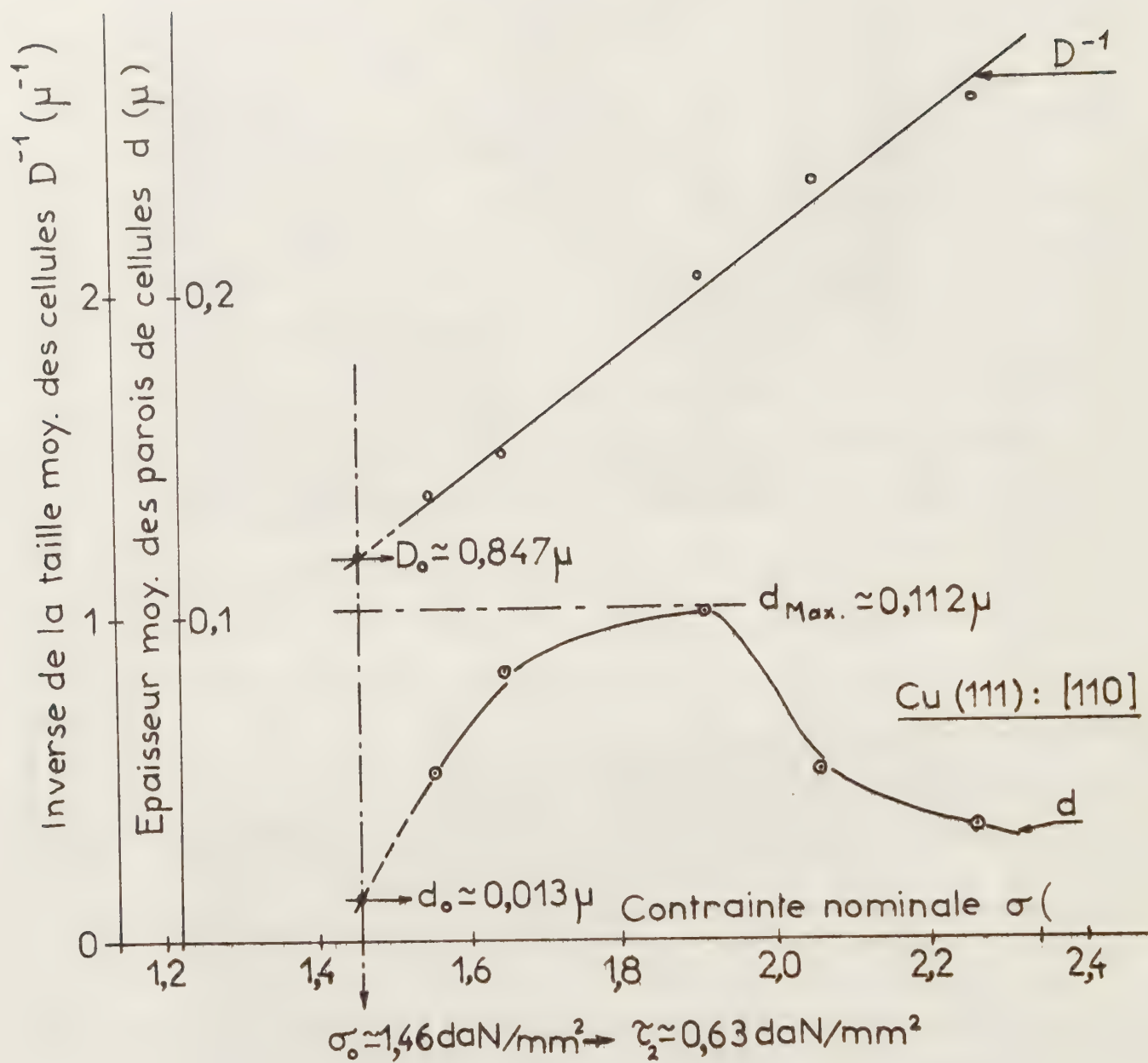
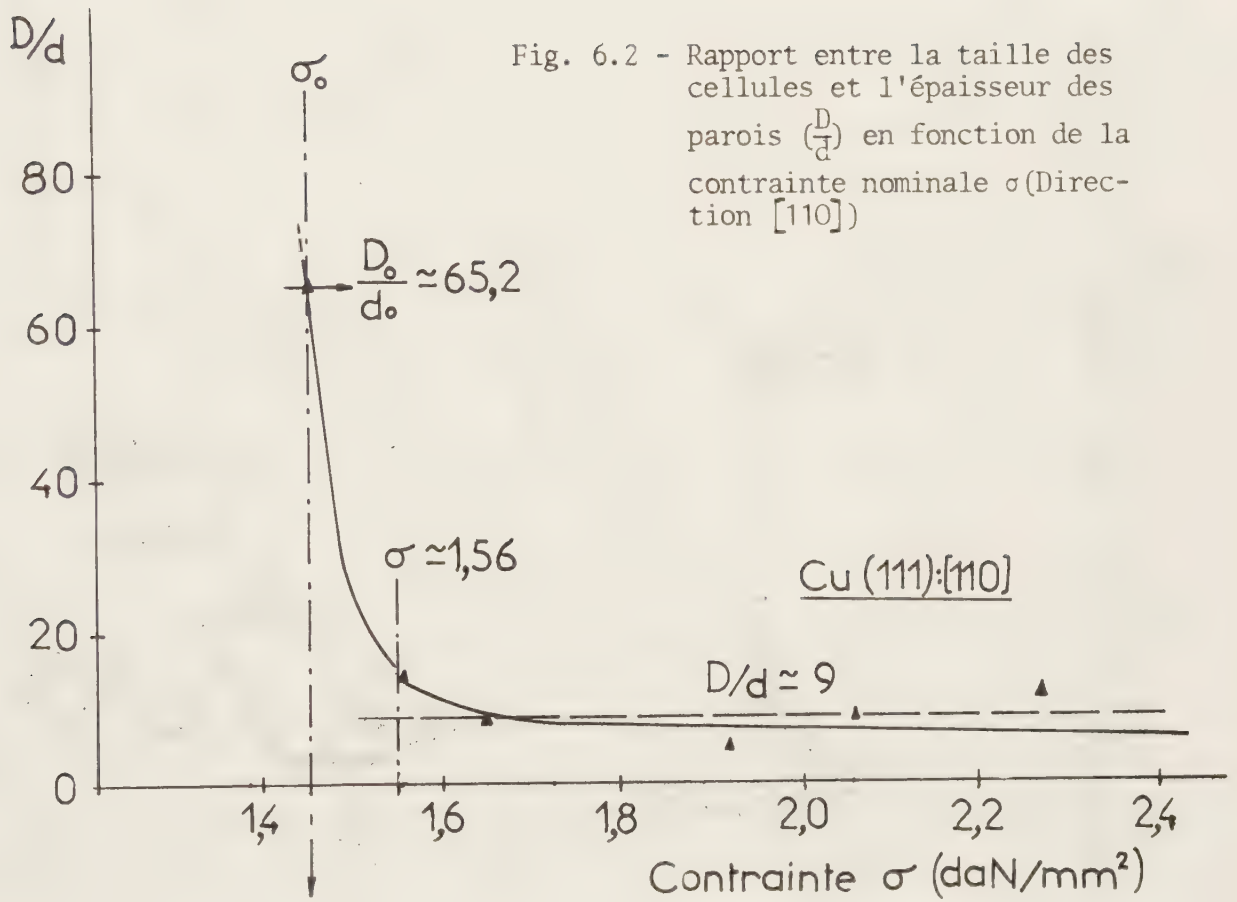


Fig. 6.1

Inverse de la taille moyenne des cellules et épaisseur des parois en fonction de la contrainte nominale σ (direction [110] de la coupe (111) de Cu)



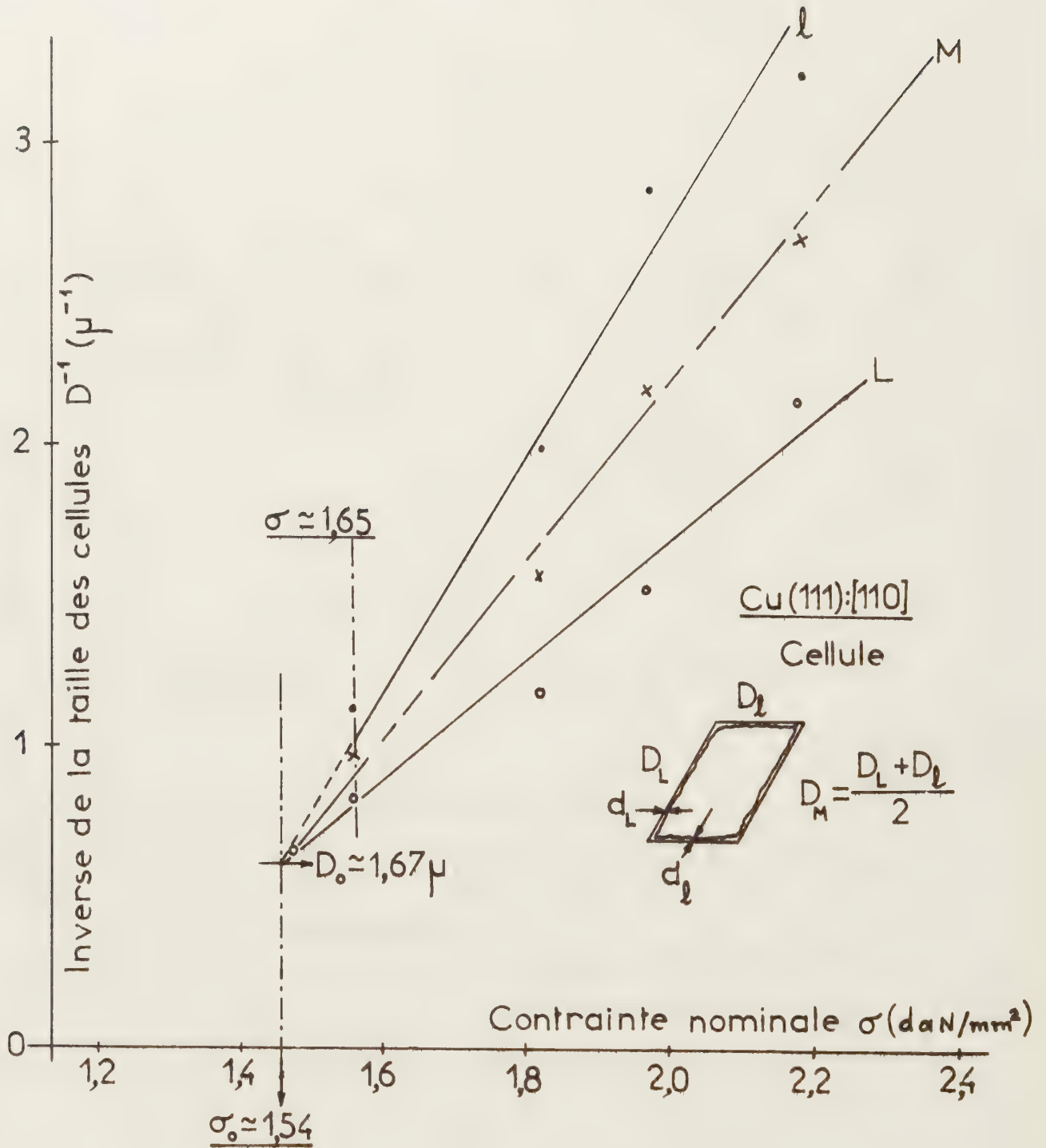
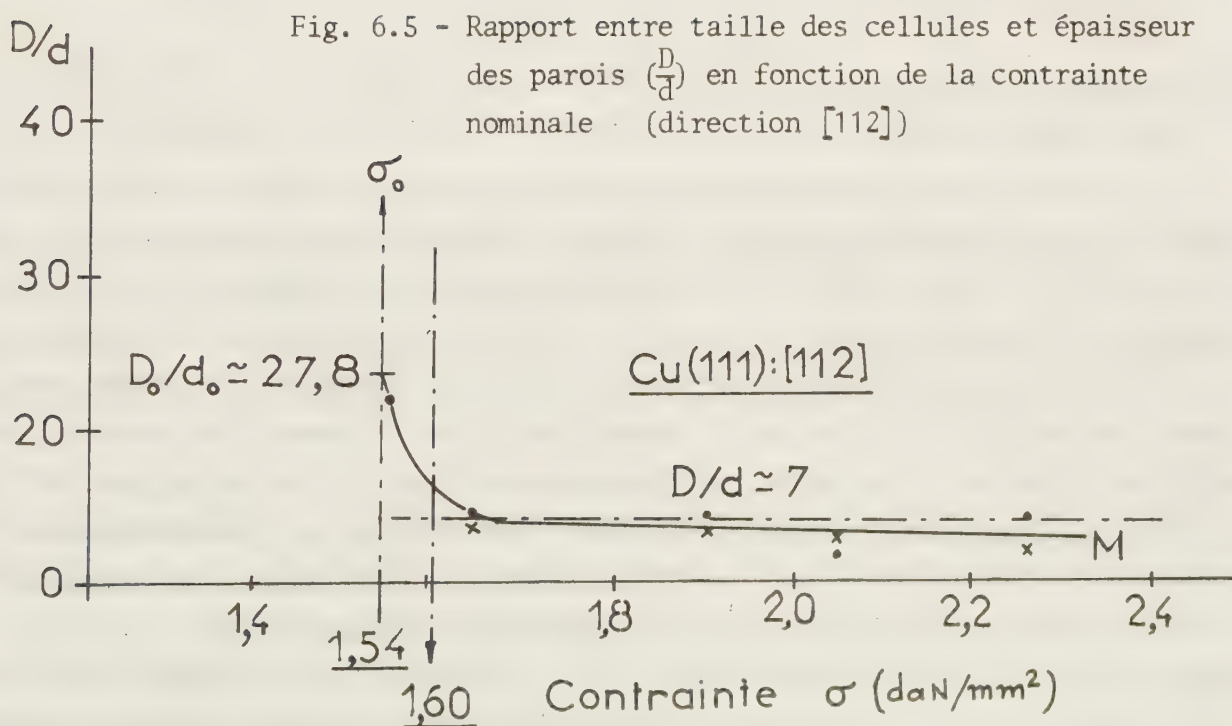
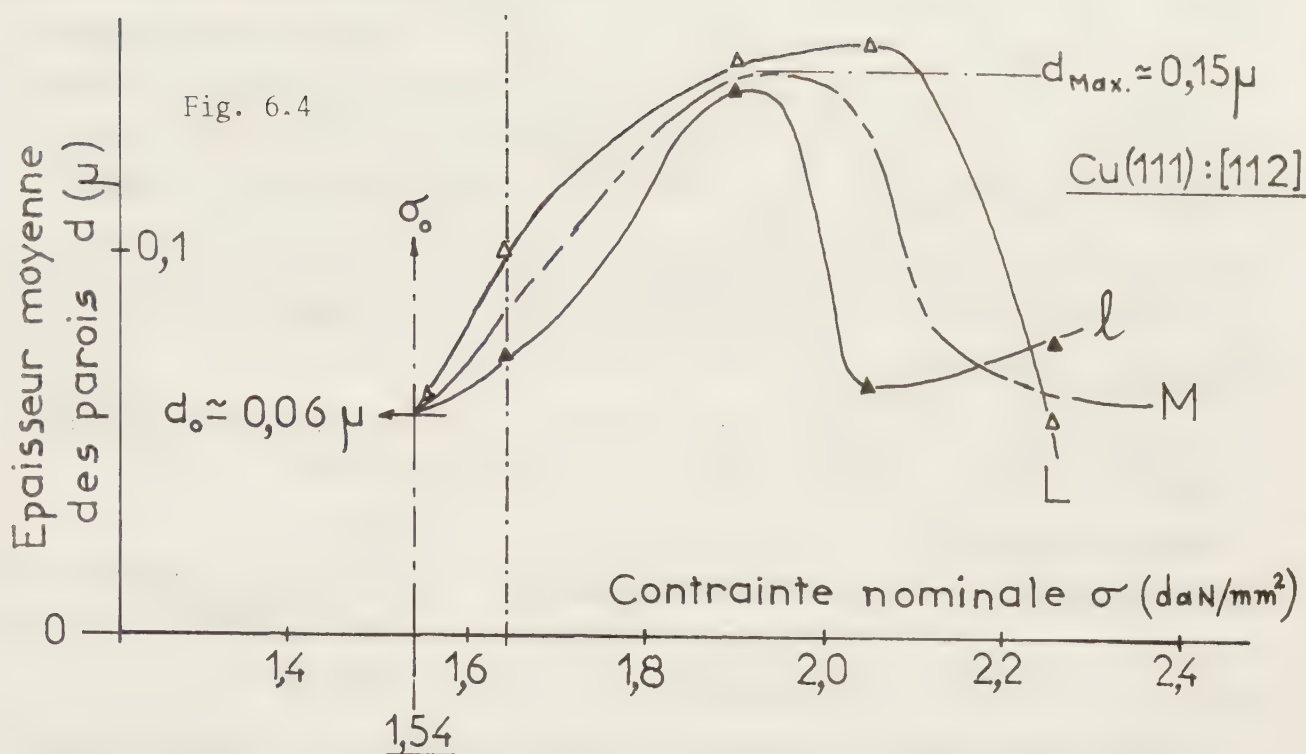


Fig. 6.3

Inverse de la taille moyenne des cellules et épaisseur des parois en fonction de la contrainte nominale σ (direction $[112]$ de la coupe (111) de Cu)



3 - Les cellules dans les régions [112] de minimum de déformation ont une forme en parallélogramme de taille moyenne $D_M = \frac{D_L + D_\ell}{2}$ où D_L et D_ℓ sont respectivement les tailles de la cellule selon la longueur, la largeur et l'épaisseur de parois $d = \frac{d_L + d_\ell}{2}$; D_ℓ et d_ℓ n'existent qu'à partir d'un certain niveau de contrainte ($\sigma \approx 1,65 \text{ daN/mm}^2$). Par extrapolation, nous obtenons $D_0 \approx 1,67 \mu$, $d_0 \approx 0,06 \mu$ et $\frac{D_0}{d_0} = 27,8$ pour une contrainte nominale de $1,54 \text{ daN/mm}^2$. L'épaisseur de paroi moyenne maximum est $(d_M)_{\max} \approx 0,15 \mu$.

4 - La relation $1/D = \sigma_0 + A_1 \sigma$ (6.3)
est vérifiée dans la marge d'erreur de $\pm 5 \%$ sur la mesure de D ; la pente A_1 est :

- pour la région [110] :		1,77	} $[10^6/\text{daN.cm}^3]$
- pour la région [112] :	(glissement primaire)	0,45	
	(glissement conjugué)	2,37	
	(moyenne)	1,43	

Le pente trouvée pour le glissement conjugué est environ le double de celle du glissement primaire.

5 - Le rapport D/d peut-être considéré comme approximativement constant à partir d'une certaine contrainte limite. Dans la région [110] d'écoulement maximum, on a $D/d \approx 9$ à partir d'une contrainte de $1,56 \text{ daN/mm}^2$; pour une région [112] de déformation minimum, D/d est égal à 7 à partir de $1,63 \text{ daN/mm}^2$.

6 - Pour des niveaux de contrainte inférieurs, le rapport D/d est décroissant suivant l'accroissement de la contrainte et de l'épaisseur des parois.

Cette remarque prouve que la taille des cellules diminue au fur et à mesure que la contrainte nominale s'accroît. L'évolution de l'épaisseur des parois par rapport à la contrainte σ qui est d'abord croissante et ensuite décroissante en passant par un maximum montre l'existence d'une corrélation entre la multiplication des dislocations, la formation des forêts créant des obstacles, les mécanismes de franchissement des obstacles et la contrainte. L'épaississement des parois caractérise la formation d'obstacles et l'amincissement des parois montre que les dislocations qui arrivent à franchir l'obstacle sont de plus en plus nombreuses. Le niveau de contrainte favorisant ce franchissement diffère selon l'orientation de l'obstacle dans le cristal et selon le système de glissement activé ; pour la région [110], le niveau de contrainte initial est environ $1,93 \text{ daN/mm}^2$; dans le cas de la région [112], σ est environ $1,93 \text{ daN/mm}^2$ pour le glissement conjugué (largeur de la cellule) et $2,15 \text{ daN/mm}^2$ pour le glissement primaire (longueur de la cellule).

En déformation à faible vitesse avec les monocristaux de Cu, Z.S. et S.T. BASINSKI [75], Yozo KAWAZAKI [93] ont trouvé également une relation linéaire entre $1/D$ et σ .

Ils ont trouvé respectivement des pentes 1,4 et 0,7 pour un axe de traction selon $\langle 112 \rangle$. Les pentes correspondant à nos lames [112] sont 0,45 et 2,37. Les micrographies électroniques de H. FUJITA et H. YAMADA [66] ont montré la fonction linéairement décroissante de l'épaisseur des parois par rapport à la contrainte et le rapport D/d toujours approximativement constant ; ceci est en accord partiel avec nos résultats à grande vitesse de déformation par champs magnétiques.

6.2.2 - Relations entre la taille des cellules et la cisssion résolue

La contrainte d'écoulement (ou cisssion résolue) divisée par le module de cisaillement G et le vecteur de Burgers b est définie comme la contrainte d'écoulement normalisée à température ambiante τ/Gb .

La Fig. 6.6 montre la relation linéaire entre τ/Gb et la taille des cellules de dislocations. On obtient les deux équations suivantes :

$$\tau \approx \alpha_1 GbD \quad (6.4)$$

$$\text{et} \quad \tau \approx \alpha_2 Gb/D \quad (6.5)$$

où l'on trouve $\alpha_1 = -0,14 \mu^{-2}$, $\alpha_2 = 0,06$ pour les cellules dans $|112|$ (région où le glissement est sur $\{111\}$) et $\alpha_1 = -0,32 \mu^{-2}$, $\alpha_2 \approx 0,12$ pour les cellules dans $|110|$ (région où le glissement est sur $\{110\}$).

M.R. STAKER et D.L. HOLT [160] ont trouvé pour le cuivre OFHC polycristallin une pente α_2 de 10,5 qui est environ 100 fois notre valeur moyenne de α_2 ($\approx 9.10^{-2}$).

6.2.3 - Relation entre la densité de dislocations, la contrainte et la déformation nominales

Dans la déformation plastique de nos monocristaux, la densité de dislocations et la déformation peuvent se mettre sous la forme :

$$\rho = \rho_0 + B'\epsilon \quad (6.6)$$

où B' est une contrainte caractéristique de la vitesse de multiplication des dislocations.

Les courbes représentatives de cette relation sont tracées Fig. 6.7. La densité de dislocations n'augmente réellement que pour les déformations supérieures à 7 % et à 20 % respectivement dans les régions [112] et [110]. La vitesse de multiplication des dislocations est très faible pour les déformations inférieures à ces valeurs (domaine correspondant au Stade I).

La pente B' est $3,4 \cdot 10^{11}$ daN/mm² pour la région |112| et $11,2 \cdot 10^{11}$ daN/mm² pour la région |110|. Cette dernière valeur est presque égale à celle trouvée par J.J. GILMAN et W.G. JOHNSTON [30] pour les monocristaux de Cu en déformation quasi-statique. Dans le cas de l'aluminium, M.J. HORDON et B.L. AVERBACH [41] trouvent une valeur de $0,8 \cdot 10^{11}$ daN/mm² pour B'.

La Fig. 6.8 montre que la contrainte nominale σ est proportionnelle à la racine carrée de la densité de dislocations. La vitesse de multiplication des dislocations devient importante à partir de $1,54$ daN/mm² et $1,63$ daN/mm² respectivement dans les zones |112| et |110| c'est-à-dire aux stades II. La relation entre σ et $\sqrt{\rho}$ peut s'écrire :

$$\sigma = \sigma_0 + AGb \sqrt{\rho} \quad (6.7)$$

où G est le module de cisaillement, b, le vecteur de Burgers et A est de $4,95 \cdot 10^{-8}$ daN/cm³ dans la région |110| et $1,48 \cdot 10^{-8}$ daN/cm³ dans la région |112|. Selon H. WIEDERSICH [91] la constante A ne varie pas beaucoup d'un métal à l'autre, en déformation quasi-statique elle est comprise entre 0,3 et 0,6.

6.2.4 - Relation entre la densité de dislocations et la cisssion résolue

A partir d'une contrainte d'écoulement normalisée τ/Gb égale à $0,18 \mu^{-1}$, la relation entre τ/Gb et $\sqrt{\rho}$ est approximativement linéaire, on a :

$$\tau = \tau_0 + \alpha G b \sqrt{\rho} \quad (6.8)$$

On trouve : $\alpha \approx 9,20 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$ dans la région [110]
et $\alpha \approx 4,94 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$ dans la région [112]

Les valeurs de α trouvées par d'autres auteurs [5, 38, 73, 107, 174] en déformation à faible vitesse sont comprises entre 0,417 et 0,657.

On remarque dans nos résultats que la valeur de $\alpha_{[110]}$ est environ deux fois celle de $\alpha_{[112]}$

6.3 - DISCUSSIONS

Les relations entre tailles des cellules, densité de dislocations et contraintes nominales ou contraintes de cisaillement résolues sont linéaires, notamment au stade II, aussi bien en déformation à grande vitesse qu'en déformation à faible vitesse. En général, la pente des droites pour une lame prélevée dans la zone d'écoulement maximum (région [110]) diffère de deux fois celle trouvée pour une lame prélevée dans une région de déformation minimum (région [112]). Ceci prouve bien que l'état d'écrouissage est différent dans les deux domaines [110] et [112].

Ces résultats sont conformes aux observations précédentes concernant la forme des cellules de dislocations, l'allure des courbes de consolidation et l'existence du système de glissement secondaire $\{110\} \langle 110 \rangle$ dans la région $[110]$.

La dynamique des dislocations dans la région $[110]$ est donc différente de celle qui est dans la région $[112]$.

L'observation des lames $[112]$ montre nettement l'existence d'un glissement conjugué à partir d'un niveau de contrainte nominale $\sigma \approx 1,56 \text{ daN/mm}^2$ (Planche 6.1), mais il est encore difficile dans l'état actuel de définir un modèle de dislocations approprié aux systèmes de glissement existants dans nos éprouvettes déformées par champs magnétiques.

6.4 - CONCLUSIONS

- 1 - La forme des cellules est différente suivant la direction de la contrainte appliquée et des systèmes de glissement activés pour un plan de coupe donné (forme régulière dans $[110]$ et forme de parallélogramme dans $[112]$).
- 2 - Les relations entre la taille des cellules de dislocations, la densité de dislocations et la contrainte sont linéaires aussi bien en déformation à grande vitesse qu'à faible vitesse.
- 3 - La taille des dislocations D est inversement proportionnelle à la contrainte de cisaillement résolue τ :

$$\tau = 9 \cdot 10^{-2} G b / D$$

- 4 - La contrainte de cisaillement résolue est directement proportionnelle à la racine carrée de la densité de dislocations :

$$\tau = \alpha G b \sqrt{\rho} \quad (\alpha \text{ en cm}^{-2})$$

Dans la région $[110]$, la pente α est environ deux fois celle trouvée dans la région $[112]$:

$$\begin{aligned} \tau &\approx 9,20 \cdot 10^{-3} G b \sqrt{\rho} \\ \tau &\approx 4,94 \cdot 10^{-3} G b \sqrt{\rho} \end{aligned}$$

- 5 - L'épaisseur des parois qui croît et décroît ensuite montre que les obstacles peuvent être dépassés après qu'un niveau de contrainte favorable ait été atteint.
- 6 - Le rapport entre la taille des cellules et l'épaisseur des parois est approximativement constant à partir d'un certain niveau de contrainte : dans $[110]$, $D/d \approx 9$ et dans $[112]$, $D/d \approx 7$. Le rapport D/d des cellules dans $[110]$ est supérieure à celui dans $[112]$.

7 - La vitesse de multiplication des dislocations est très faible au stade I ; elle est très importante au stade II. La constante caractérisant cette vitesse est $3,4 \cdot 10^{11}$ pour la région [112] et $11,2 \cdot 10^{11}$ pour la région [110] respectivement après une déformation de 7 % et 20 %.

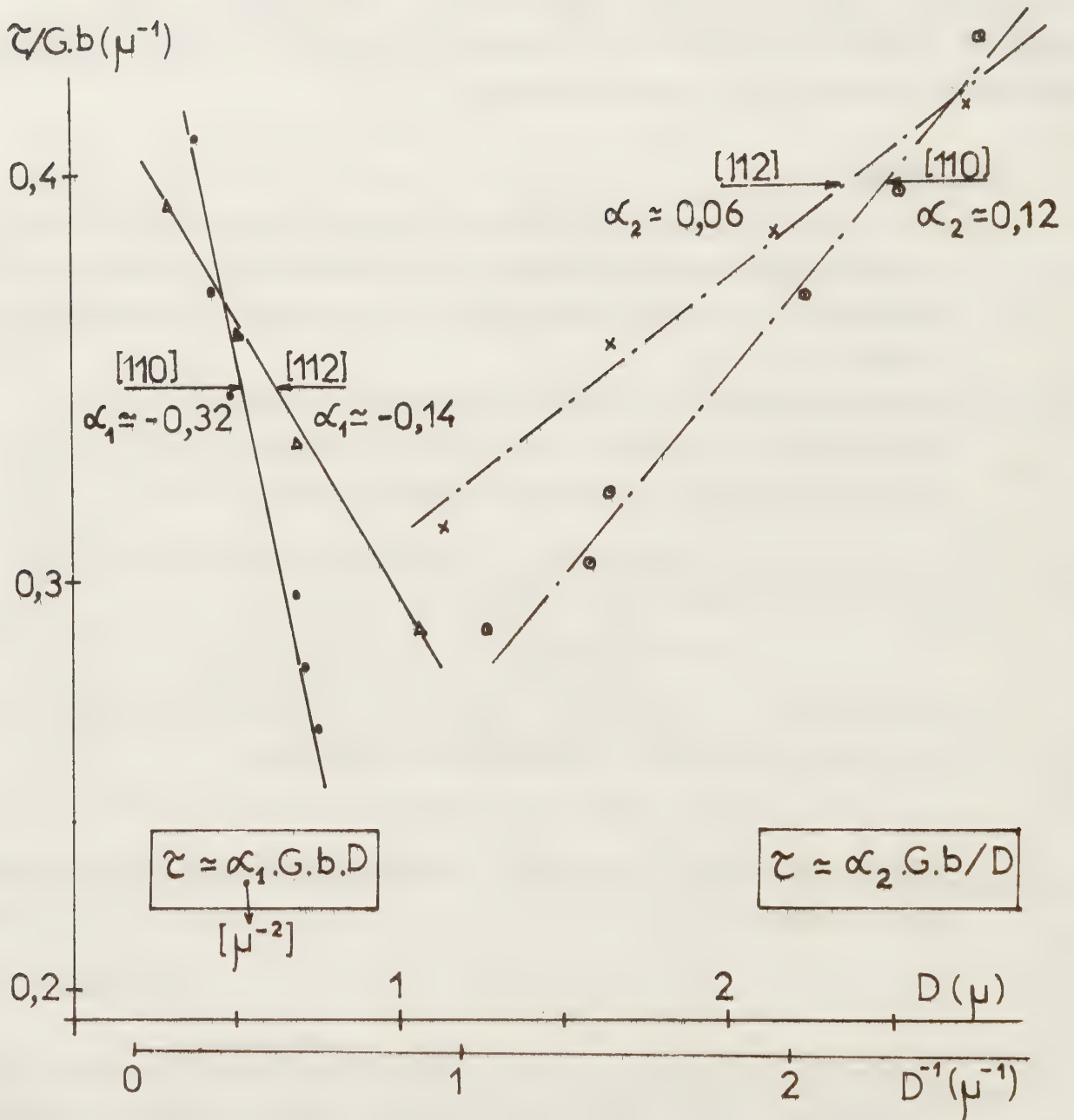
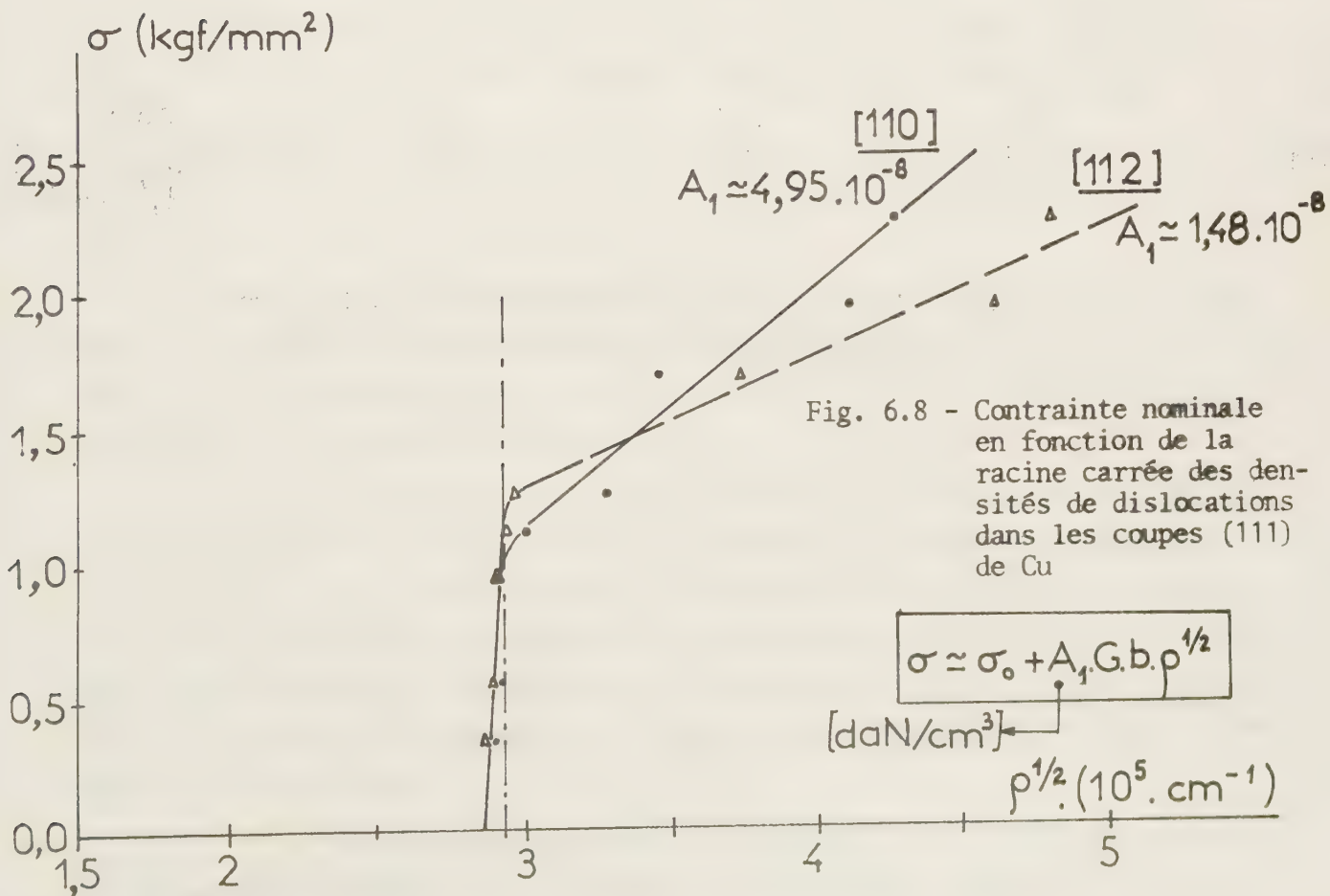
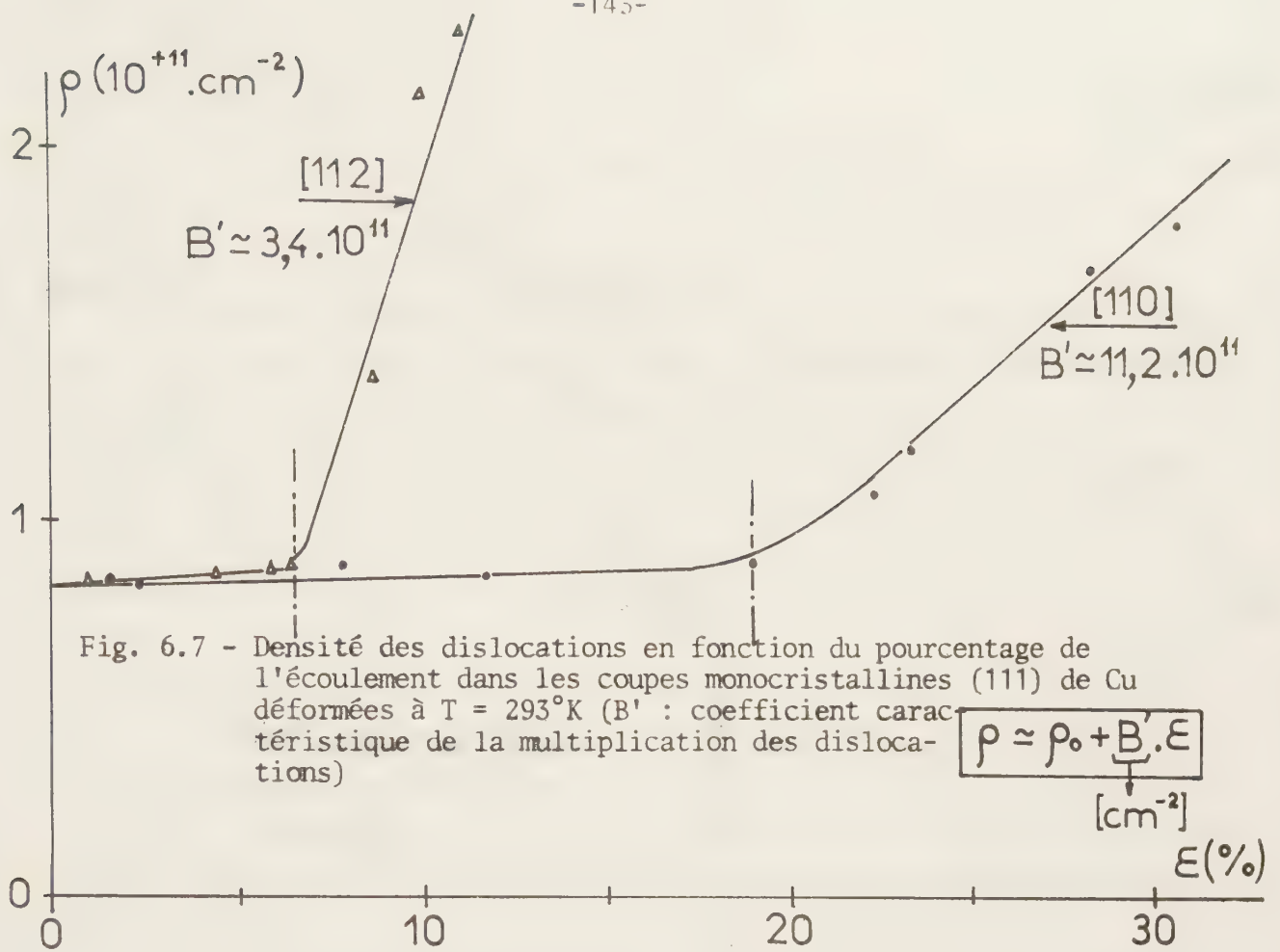


Fig. 6,6 - Cission résolue en fonction de la taille des cellules dans les coupes monocristallines (111) de Cu



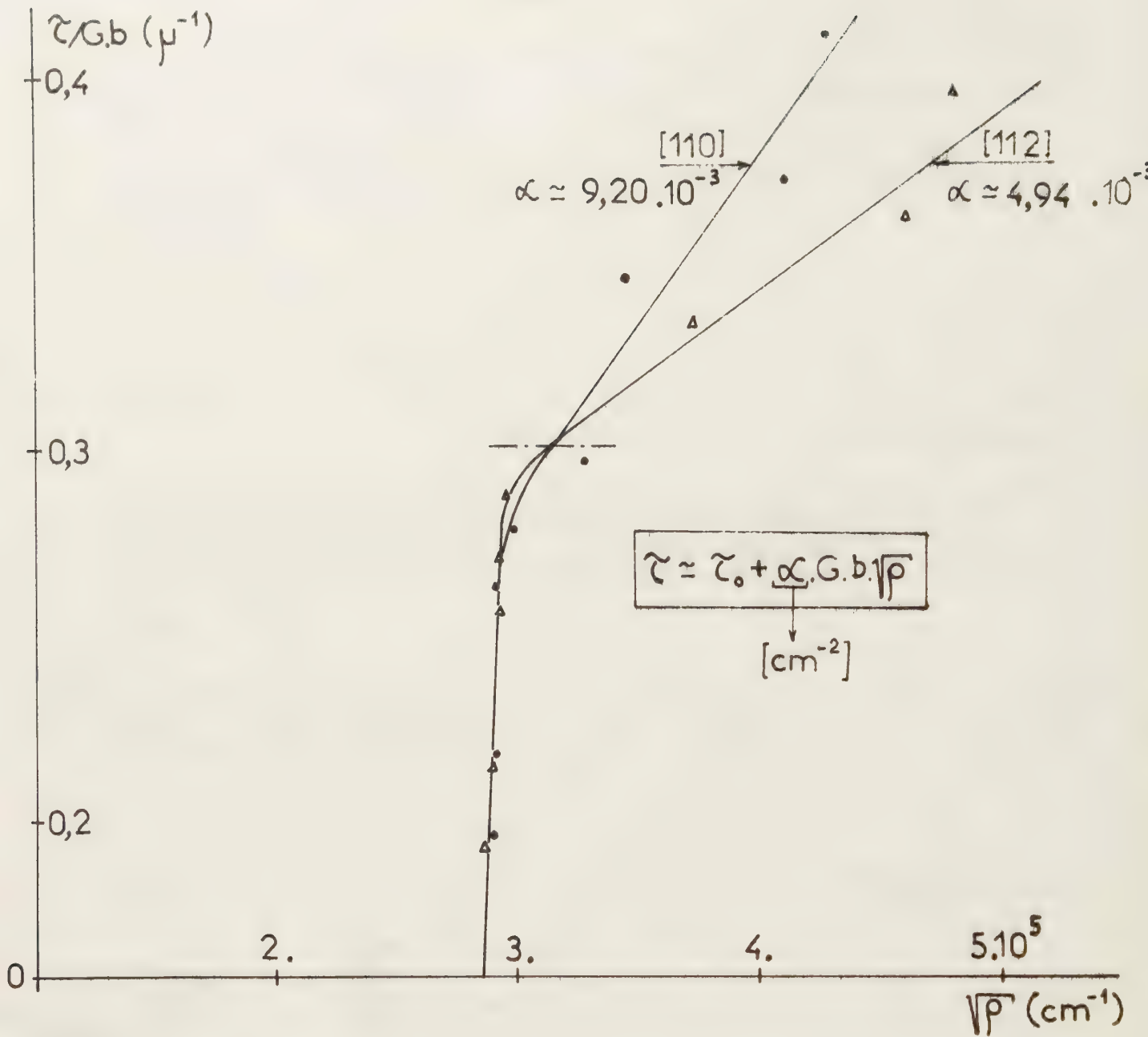


Fig. 6.9 - Cission résolue en fonction de la racine carrée des densités de dislocations dans les coupes (111) de Cu

CONCLUSION

1 - Les déformations obtenues à l'ambiante par influence des champs magnétiques sur les monocristaux de cuivre et d'aluminium permettent de mettre en évidence la différence de comportement viscoplastique des deux métaux ; la comparaison de la déformation moyenne des coupes (100), (110) et (111) pour les deux métaux confirme la similarité des comportements viscoplastiques de chacune de ces trois coupes ; dans les métaux c.f.c., on a :

$$\epsilon_{m(111)} > \epsilon_{m(110)} > \epsilon_{m(100)}$$

$$\text{pour le cuivre} : \epsilon_{m(111)} \approx 2,4 \epsilon_{m(110)} \approx 8,1 \epsilon_{m(100)}$$

$$\text{pour l'aluminium} : \epsilon_{m(111)} \approx 1,6 \epsilon_{m(110)} \approx 3,94 \epsilon_{m(100)}$$

Le rapport $\epsilon_{m(111)}/\epsilon_{m(110)}$ est environ 1,5 fois plus grand pour le cuivre que pour l'aluminium, alors que le rapport $\epsilon_{m(111)}/\epsilon_{m(100)}$ est 2.

2 - L'aspect structural observé au microscope optique révèle, d'une part, la présence de macles de déformation à l'ambiante pour le cuivre et, d'autre part, des systèmes de glissement autres que $\{111\} \langle 110 \rangle$ pour le cuivre et l'aluminium, notamment l'existence du système de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$; le plan $\{100\}$ peut intervenir également comme plan de glissement dans le cas de l'aluminium;

- il faudrait donc supposer une dissociation possible dans le plan $\{110\}$;

- un autre mécanisme possible serait la déviation et le développement dans $\{110\}$ de segments de dislocations créées à partir de sources situées dans $\{111\}$. La température à laquelle se produit cette déviation dépendrait énormément de la largeur de dissociation ($\mu b/\gamma$) dans $\{111\}$;

- notre mode de sollicitation étant un mode impulsif où l'on a un phénomène de $\dot{\sigma}$ imposé, il est plus probable que la grande vitesse des dislocations nous place dans le domaine relativiste de mouvement des dislocations où il a été démontré que la largeur de dissociation peut devenir nulle, notamment dans le cas d'une dislocation vis. Une corrélation entre la contrainte imposée, la vitesse de déformation, la température et la largeur de dissociation pourrait être envisagée;

- l'existence du système de glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$ n'écarte pas la présence du système $\{111\} \langle 110 \rangle$ dans nos éprouvettes déformées par champs magnétiques.

3 - Dans l'étude sur la consolidation des monocristaux de coupe (111) du cuivre et de l'aluminium à $T = 293^\circ\text{K}$ et à $T = 1,85^\circ\text{K}$,

- l'influence de la vitesse de déformation et de la contrainte imposée se traduit surtout par un abaissement des taux d'écrouissage ; il semble qu'il y ait une amélioration de l'aptitude à la déformation ;

- l'influence de l'orientation de la contrainte appliquée est très importante ; le taux d'écrouissage est faible selon la direction $[110]$ de nos monocristaux, il est plus important selon $[112]$;

- la différence de comportement entre le cuivre et l'aluminium se caractérise par l'allure des courbes de consolidation notamment la présence du phénomène d' "overshoot" dans le cas du cuivre. On trouve une valeur d' "overshoot" de 1,13 selon $\langle 110 \rangle$ et 1,18 selon $\langle 112 \rangle$ qui est de 8,5 % supérieure à celle trouvée en déformation à faible vitesse. On trouve pour l'aluminium une aptitude à la déformation environ trois à quatre fois supérieure à celle du cuivre ;

- l'influence de la température a été mise en évidence par des essais à très basse température ($T = 1,85^\circ\text{K}$) ; on remarque :

- (a) que l'abaissement de la température jusqu'à $1,85^\circ\text{K}$ change complètement l'état de contrainte à l'intérieur de l'échantillon annulaire à cause de la diminution de l'épaisseur de peau qui devient très inférieure à l'épaisseur de l'échantillon ;

- (b) l'apparition alternée du phénomène de maclage et de glissement discontinu à la place du phénomène d' "overshoot". Cette alternance des processus de maclage et de glissement crée une anomalie en dents de scie dans l'allure de la courbe de consolidation ; ceci diffère de la courbe à l'ambiante où seul se manifeste un processus de glissement jusqu'au stade III, dont l'état de contrainte nécessite une accommodation du réseau par le maclage ;

- (c) l'influence de $\frac{d\sigma}{dt}$ imposé crée un décrochement collectif de dislocations qui entraîne une déformation supplémentaire ϵ_s au lieu d'une chute de charge à $\dot{\epsilon}$ constant comme en déformation à faible vitesse.

4 - Comme en déformation à faible vitesse, les relations entre la taille D des cellules de dislocations, la densité ρ de dislocations et la contrainte τ , sont linéaires ; on trouve :

$$\tau = 9 Gb/D$$

et

$$\tau = \alpha Gb \rho^{1/2} \quad (\alpha \text{ en cm}^{-2})$$

dans la région [110] la pente α est environ deux fois celle trouvée dans la région [112]. On a :

$$\alpha_{[110]} \approx 9,20.10^{-3} \quad \text{et} \quad \alpha_{[112]} \approx 4,94.10^{-3}$$

- le rapport D/d entre la taille des cellules D et l'épaisseur des parois d est approximativement constant à partir d'un certain niveau de contrainte ; $D/d \approx 9$ dans la région [110] et $D/d \approx 7$ dans [112] ;

- la vitesse de multiplication est très faible au stade I ; elle est très importante au stade II.

5 - Compte tenu de l'évolution observée dans le cuivre, il semble intéressant d'approfondir les études sur d'autres métaux c.f.c. afin d'éclaircir les problèmes tels que les systèmes de glissement autres que $\{111\} \langle 110 \rangle$, notamment le glissement $\{110\} \langle 110 \rangle$ et la mobilité des dislocations. D'après les communications personnelles de CHERON R. [18] sur l'évolution de l'écoulement selon la teneur en aluminium de l'alliage UA4, il semblerait opportun de développer une autre étude avec des alliages à zone de GUINIER-PRESTON pour mettre en évidence la contribution du durcissement structural dans la formabilité à grande vitesse de déformation.

BIBLIOGRAPHIE

- A -

- | 1 | AKHAISER A.
J. Phys. USSR, 1, 277, (1939).
- | 2 | ALERS G.A. et THOMPSON D.O.
J. Appl. Phys., 32, 283, (1961).
- | 3 | American Institute of Physics Handbook (1958).
- | 4 | ARGON A.S. et BRYDGES W.T.
Phil. Mag., 18, 817, (1968).

- B -

- | 5 | BAILEY J.E.
Phil. Mag., 8, 223, (1963).
- | 6 | BASINSKI Z.S.
Phil. Mag., 4, 393 (1959).
- | 7 | BASINSKI Z.S. et BASINSKI S.T.
Phil. Mag., 9, 51, (1964).
- | 8 | BASU S. et SKRIVASTAVA K.D.
"Analysis of an Electromagnetically driven Impulse Motor", M.A. Sc. thesis,
Dept. of Elect. Engrg., Univ. of Waterloo, Ont., Canada (1968).
- | 9 | BASU S. et SKRIVASTAVA K.D.
I.E.E.E. Trans. on Power App. and Syst., Pas. 88, 8, (1969).
- | 10 | BERNER R.,
Z. Naturforsch, A 15, 689, (1960).
- | 11 | BESAG F.M.C. et BULLEN F.P.
Phil. Mag., 14, 1259, (1966).
- | 12 | BIRD J.E., MUKHERJEE A.K. et DORN J.E.
"Correlations between High Temperature Creep Behavior and Structure" in
"Quantitative Relation between Properties and Microstructure", Israël
Univ. Press, Jerusalem, p. 231, J. Wiley, N.Y. (1963).
- | 13 | BLEWITT T.H., COLTMAN R.R. et REDMAN J.K.
"Defects in Crystalline Solids" p. 369, The Phys. Soc., London (1955).
- | 14 | BLEWITT T.H., COLTMAN R.R. et REDMAN J.K.
J. Appl. Phys., 28, 651, (1957).
- | 15 | BOLLING G.F. et RICHMAN R.H.
Can. J. Phys., 45, 541, (1967).

- | 16 | CAHN R.W.
"Proc. Conf. on Deformation Twinning, Univ. of Florida, AIME, (New-York : Gordon and Breach)", p. 11, (1964).
- | 17 | CELLI V., KABLER M., NINOMIYA T. et THOMSON R.M.
Phys. Rev., 131, 58, (1963),
- | 18 | CHERON R.
Communications privées, (1974).
- | 19 | CHIEM C.Y., RENAUD J.Y. et LEROY M.
C. Acad. Sci., Paris, t. 280, B, p.279 (1975).
- | 20 | CLAREBROUGH L.M. et HARGREAVES M.E.
"Prog. Met. Phys., 5, 1", (1959).
- | 21 | CLAREBROUGH L.M. et HARGREAVES M.E.
Prog. Met. Phys., 8, 1 (1960).
- | 22 | COBLE R.L.
J. Appl. Phys., 28, 362 (1967).
- | 23 | COCHARDT A.W., SCHOECK G. et WIEDERSICH H.
Acta Met., 3, 533 (1955).
- | 24 | COTTRELL A.H. et BILBY B.A.
Proc. Phys. Soc., 62A, 49 (1949).
- | 25 | COTTRELL A.H.
Phil. Mag., 43, 645 (1952).
- | 26 | COTTRELL A.H.
J. Mech. and Phys. Soc., 1, 53 (1952).
- | 27 | COTTRELL A.H. et NABARRO F.R.N.
"Dislocations and Plastic Flow in Crystals", p.98, A.H. Cottrell, Oxford Univ. Press, Fair Lawn, N.J. (1953).
- | 28 | COTTRELL A.H.
"Dislocations and Plastic Flow in Crystals", p. 136, Claredon Press, Oxford (1953).
- | 29 | COTTRELL A.H.
"Relation of Properties to Microstructure", p. 131, Amer. Soc. Metals, Cleveland, Ohio (1954).
- | 30 | COTTRELL A.H.
"Conf. on relation between Structure and Strength in Metals and Alloys, (Teddington ; NPL)", (1963).
- | 31 | CRUSSARD C.
Bull. Soc. Fr. Min., LXVIII, 174, (1945).

- D -

- [32] DIEHL J. et SHILLING W.
Proc. 3rd U.N. International Conf. PUAE, 9, 72 (1964)
- [33] DIEHL J., SEIDEL G. et NIEMAN L.
Phys. Stat. Sol. 11, 339 (1965)
- [34] DIEHL J., SEIDEL G. et NIEMAN L.
Phys. Stat. Sol., 12, 405 (1965)
- [35] DOCENKO V.I., PUSTALOVOV et STATINOVA V.F.
Problemy Procnosti, 4, 41, (1971)
- [36] DORN J.E. et RAJNAK S.
Trans. Met. Soc. AIME, 230, 1 052 (1964)
- [37] DORN J.E. et MUKHERJEE A.K.
Trans. Met. Soc. AIME, 245, 1 493 (1969)
- [38] Van DRUNEN et SAIMOTO S.
Acta Met. 19, 213, (1971)

- E -

- [39] ERICKSON J.S. et LOW J.R.
Acta Met. 5, 405, (1957)
- [40] ESCAIG B.
Proc. Phys. des Disl. Toulouse (1966)
- [41] ESHELBY J.D.
Phil. Mag. 50, 903 (1949)
- [42] ESHELBY J.D.
Proc. Roy. Soc., London, A 197, 780 (1956)
- [43] ESHELBY J.D.
Proc. Roy. Soc., London, A 198, 396 (1957)
- [44] ESHELBY J.D.
Proc. Roy. Soc., London, A 266, 222 (1962)

- F -

- [45] FERGUSON W.G., KUMAR A. et DORN J.E.
Acta Met., 5, 405, (1957)
- [46] FINE M.
"The Relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals",
p. 299, Her Majesty's Stationery Office, London (1963)
- [47] FISHER J.C.
Acta Met., 2, 9 (1954)
- [48] FLEISCHER R. L.
Acta Met., 8, 32 (1961)

- | 49 | FLEISCHER R.L.
Acta Met., 10, 835 (1962)
- | 50 | FLEISCHER R.L. et HIBBARD W. R. Jr.
"The Relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals",
p. 262, Her Majesty's Stationery Office, London (1963).
- | 51 | FOREMAN A.J.E., JASWON M.A. et WOOD J.K.
Proc. Phys. Soc. 64 A, 156 (1951)
- | 52 | FOREMAN A.J.E. et LOMER W.M.
Phil. Mag, 46, 73, (1955)
- | 53 | FOREMAN A.J.E. et MAKIN M.
Phil. Mag., 14, 911 (1966)
- | 54 | FRANK F.C. et NICHOLAS J.F.
Phil. Mag., 44, 1 213 (1953)
- | 55 | FRANK W.
Phys. Stat. Sol., 26, 197 (1968)
- | 56 | FRENKEL J. et KONTOROVA T.
Phys. Z. Sowji, 13, 1 (1938)
- | 57 | FRIEDEL J.
Phil. Mag., 46, 1 169 (1955)
- | 58 | FRIEDEL J.
"Electron Microscopy and Strength of Crystals" p. 605,
Inter-Sciences Publishers (1963)
- | 59 | FRIEDEL J.
"Elect. Micr. and Strenght of Crystals" p. 631, Edited by G. Thomas
and Washburn, (1963)
- | 60 | FRIEDEL J.
"Dislocations", Pergamon Press, London, (1964)
- | 61 | FRIEDEL J.
"Dislocations", p. 264, Pergamon Press, Oxford (1964)
- | 62 | FRIEDEL J.
"Dislocations", p. 121 et 221, Pergamon Press, Oxford (1964)
- | 63 | FRIEDEL J.
"Dislocations" p. 351, Pergamon Press, Oxford (1964)
- | 64 | FRIEDEL J.
"Dislocations" p. 376, Pergamon Press, Oxford (1964)
- | 65 | FRIEDEL J.
"Dislocations" p. 224, Pergamon Press, Oxford (1964)
- | 66 | FUJITA H. et YAMADA H.
"Proc 1st Int. Conf. Strenght of Metals and Alloys, Tokyo, Trans. JIM",
9, 943, (1968, Suppl.)

- G -

- |67| GIBBS G.B.
Phys. Stat., Sol., IV, 507, (1965)
- |68| GIBBS G.B.
Phil. Mag., 16, 97 (1967)
- |69| GIBBS G.B.
Mat. Sc. Engr., 4, 312 (1969)
- |70| GILLIS P.P. et GILMAN J.J.,
J. Appl. Phys., 36, 3 380, (1965)
- |71| GILMAN J.J. et JOHNSTON W.G.
J. Appl. Phys. 31, 687, (1960)
- |72| GILMAN J.J.
J. Appl. Phys., 36, 2 772 (1965)
- |73| GINDIN I.A., LAZAREVA M.B., LEBEDEV V.P. et STARODUBOV Ya.D.
Fizika Metall, 23, 138, (1967)
- |74| Von GOLER F. et SACHS G.S.
Z. Phys., 55, 581, (1929)
- |75| GRANATO A. et LUCKE K.
J. Appl. Phys., 27, 789 (1956)
- |76| GUYOT P.
Acta Met., 14, 955 (1966)
- |77| GUYOT P. et SORN J.E.
Cand. J. of Phys., 45, 983 (1967)
- |78| GOODWIN G.M.
La Metallurgia Italiana, 8, 767 (1968)
- |79| GORMAN J.A., WOOD D.S. et VREELAND Jr.T.
J. Appl. Phys. 40, 833, (1969)
- |80| GORMAN J.A., WOOD D.S. et VREELAND Jr.T.
J. Appl. Phys. 40, 903, (1969)

- H -

- |81| HAM R.K.
Phil. Mag., 6, 1 183, (1961)
- |82| HIRSCH P.B., HOWIE A., NICHOLSON R.B., PASHLEY D.W. et WHELAN M.J.
"Electron Microscopy of Thin Crystals", p. 417, Butterworths, (1965)
- |83| HIRTH J.P. et LOTHE J.
"Theory of Dislocations", Mc Graw-Hill, New York, (1968).
- |84| HIRTH J.P. et NIX W.D.
"An Analysis of the Thermodynamics of Dislocation Glide", Rep N° SV DMS
69 R 45, Dept of Metl. Sc., Stanford Univ. (1969).

- |85| HOCKETT J.E.
Proc. ASTM, 59, 1 309, (1959)
- |86| HOLSTEIN T.
Appendice de l'article publié par Titman B.R. et Bommel H.E.
Phys. Rev., 151, 178 (1966)
- |87| HORDON M.J. et AVERBACH B.L.
Acta Met., 9, 247, (1961)

- J -

- |88| JAOUIL B.
"Etude de la Plasticité et application aux métaux", p. 215, 309, 381,
Dunod (1965).
- |89| JASSBY B. et VREELAND, Jr. T.
Phys. Rev., B, 8, 3 537 (1973)
- |90| JOHARI O. et THOMAS G.
"The Stereographic Projection and its Applications", Vol. II A in
Techniques of Metals Research, Edited by R.F. Bunshal,
J. Wiley and Sons, New York, (1969)
- |91| JOHNSTON W.G. et GILMAN J.J.
J. Appl. Phys. 30, 129, (1959)
- |92| JOUFFREY B.
"Méthodes et techniques nouvelles d'observation en métallurgie physique"
p. 465, Société Française de Microscopie Electronique, Paris (1972).

- K -

- |93| KAWAZAKI Y.
J. Phys. Soc. Japan, 36, 1, 142, (1974)
- |94| KEELER S.P.
S.A.E. Paper 650535, 1, (1965)
- |95| KEELER S.P.
Machinery 2, (1968)
- |96| KEH A.S. et WEISSMAN S.
"Electron Microscopy and Strenght of Crystals", p. 231, J.Wiley,N.Y.(1963)
- |97| KELLY A. et FINE M.
Acta Met., 5, 365 (1957)
- |98| KITAJIMA S., TONDA H. et KAIDA H.
Trans. JIM, 9, 740, (1969, Suppl.).
- |99| KRAVCHENKO V. Ya
Soviet Phys. Solid State, 8, 740 (1966)

- L -

- |100| LACOMBE P. et BEAUJARD L.
J. Inst. Met., 74, 1, (1947)

- |101| LAZARUS D.
Phys. Rev., 76, 545, (1949)
- |102| LE HAZIF R. et POIRIER J.P.
Scripta Met., 5, 367, (1972)
- |103| LE HAZIF R., DORRIZI P. et POIRIER J.P.
Acta Met. 7, 903, (1973)
- |104| LEIBFRIED G.
Z. Phys., 127, 344, (1950)
- |105| LEROY M.
C. R. Acad. Sci. Paris t. 270, Série C, 899 (1970)
- |106| LEROY M.
Thèse de Doctorat ès Sciences, "Sur la viscoplasticité des métaux,
Application au formage magnétique", Université de Nantes, (1972)
- |107| LIVINGSTON J.D.
Acta Met. 10, 229, (1962)
- |108| LOTHE J.
Phys. Rev., 117, 704, (1960)
- |109| LOTHE J.
J. Appl. Phys., 33, 2 116 (1962)
- |110| LOCKE K.
"The relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals"
National Phys. Lab. Symposium, N° 15, (1963)

- M -

- |111| MADDIN R. et CHEN N.K.
Prog. Met. Phys., 5, 62, (1954)
- |112| MARADUDIN A.
J. Phys. Chem. Solids, 9, 1 (1959)
- |113| MARTIN R.
Cetim Informations, 28, 49, Décembre (1972)
- |114| MARUKAWA K.
J. Phys. Soc. Japan, 22, 499, (1967)
- |115| MASON W.P.
Phys. Rev., 97, 557 (1955)
- |116| MASON W.P.
J. Acous. Soc. Amer., 32, 458 (1960)
- |117| MASON W.P. et BATEMAN T.
J. Acous. Soc. Amer., 36, 644 (1964)
- |118| MASON W.P.
J. Appl. Phys., 35, 2 779 (1964)

- |119| MASON W.P.
Phys. Rev. 143, 339 (1966)
- |120| MASON W.P.
'Internal Friction Measurements and their Uses in determining the
Interactions of Acoustic Wave with Phonons, Electrons and Dislocations',
(1966)
- |121| MITCHELL T.E. et THORNTON R.R.
Phil. Mag. 1, 127, (1963)
- |122| MORSE R.W.
Phys. Rev., 97, 1 716 (1955)
- |123| MOTT N.F. et NABARRO F.R.N.
Proc. Phys. Soc., 52, 84 (1940)
- |124| MOTT N.F.
Phil. Mag., 43, 1 151 (1952)
- |125| MOTT N.F.
Trans. AIME, 218, 962, (1960)
- |126| MUKHERJEE A.K. et DORN J.E.,
J. Inst. of Metals, 93, 397 (1964)
- |127| MUKHERJEE A.K. et DORN J.E.
Trans. Met. Soc. AIME, 230, 1 065 (1964)
- |128| MUKHERJEE A.K., FERGUSON W.G., BALTIMORE W.L. et DORN J.E.
J. Appl. Phys. 37, 3 707 (1966)

- N -

- |129| NABARRO F.R.N.
Proc. Phys. Soc., 59, 256 (1947)
- |130| NABARRO F.R.N.
'Report of a Conférence on the Strength of Solids'', p. 75,
The Physical Society, London (1948)
- |131| NABARRO F.R.N.
Advan. Phys. 1, 360 (1952)
- |132| NABARRO N.F.R.
'Theory of Crystal Dislocations'' Clarenton Press, Oxford, p.238,(1967)
- |133| NAGATA N. et YOSHIDA S.
Trans. JIM, 13, 332, (1972)

- O -

- P -

- |134| PAIK D.K.
Communications privées, (1973)
- |135| PARAMESWARAN V.R. et WEERTMAN J.
Scripta Met., 3, 477, (1969)

- [136] | PARAMESWARAN V.R. et WEERTMAN J.
Met. Trans., 2, 1 233, (1971)
- [137] | PEIERLS R.E., Proc. Phys. Soc., 51, 34 (1940)
- [138] | PEIERLS R.E.
Proc. Phys. Soc. 52, 23 (1940)
- [139] | PIPARD A.B.
Phil. Mag. 46, 1 104, (1955)
- [140] | PIRONNEAU Yves
Thèse de Doctorat-ès-Sciences Physique, "Contribution à l'étude de la déformation des métaux par chocs répétés" Université de Paris, 1955.
- [141] | POULIQUEN F.
Communications privées, (1974)
- [142] | PREKEL H.L. et GONRAD H.
"Dislocation dynamics", Edited by A.R. Rosenfield et Al.
Bettelle Colloquium, Seattle, p. 431, (1967).

- Q -
- R -
- [143] | RENAUD J.Y. et LEROY M.
C. R. Acad. Sci., Paris, t. 281, B, 89 (1975)

- S -
- [144] | SAADA G.
Acta Met. 8, 841 (1960)
- [145] | SAADA G.
Acta Met. 9, 2 (1961)
- [146] | SAADA G.
Acta Met., 9, 160 (1961)
- [147] | SAADA G.
"Electron Microscopy and Strength of Crystals", p. 651, Inter-
Sciences Publishers, N.Y. (1963)
- [148] | SAADA G.
"Déformations plastique des métaux et alliages", p. 20, Edité par
G. Champier et G. Saada, Masson et Cie, (1967).
- [149] | SCHMID E. et BOAS W.
"Kristall plastizität", Edited by J. Springer, Berlin, 1935
- [150] | SCHMID E. et BOAS W.
"Plasticity of Crystals", p. 19, Hughes, London, (1950),
Chapman and Hall, London, (1968)

- |151| SEEGER A.
Phil. Mag., 45, 771 (1954)
- |152| SEEGER A.
Phil. Mag., 46, 1 194 (1955)
- |153| SEEGER A.
Phil. Mag. 1, 651 (1956)
- |154| SEEGER A.
"Dislocations and Mechanical Properties of Crystals"
(New-York : J. Wiley), p. 243, (1957)
- |155| SEEGER A., DIEHL J., MADER S. et REBSTOCK H.,
Phil. Mag., 2, 323 (1957)
- |156| SEEGER A.
Proc. 2nd U.N. International Conf. PUAE, 6, 250 (1958)
- |157| SEEGER A.
"Hand. Phys., Vol VIII/2", (1958)
- |158| SEEGER A.
Radiation Damage in Solids, IAGA, 1, 101 (1962)
- |159| SLEESWIK B.W.
"Déformation palstique des métaux et alliages", Edité par G. Champier
et G. Saada (Masson et Cie), p. 111, (1968)
- |160| STAKER M.R. et HOLT D.L.
Acta Met., 20, 569, (1972)
- |161| STERN R.M. et GRANATO A.V.
Acta Met., 10, 358, (1962)
- |162| STEVENS A.L. et POPE L.E., Scripta Met., 11, 981, (1971)
- |163| SUZUKI T., IKUSHIMA A. et AOKI M.,
Acta Met., 12, 1 231, (1964)
- |164| SUZUKI T.
"Dislocation Dynamics", p. 551, Etited by A.R. Rosenfield et Al.,
Mc Graw-Hill Book Co., New-York, (1967)
- |165| SUZUKI T. et ISHII T.
Trans. JIM, 9, 687 (1967, Suppl.)

- T -

- |166| TAYLOR G.I.
Proc. Roy. Soc. London, A 145, 362 (1934)
- |167| TINDER R.F. et WASHBURN
J. Acta Met., 12, 129, (1964)

- U -

- V -

- |168| VIGIER P. et LEFORT S.
Comptes Rendus, Contrat D.G.R.S.T., n° 73-7-1593, (1975)
- |169| VREELAND, Jr. T.
"Dislocation Dynamics", p. 529, Edited by A.R. Rosenfield et Al.
Mc Craw Hill Book Co, New-York, (1967)

- W -

- |170| WASHBURN J., VELLAIKAL G. et KITAJIMA S.
Trans. JIM, 9, 746 (1968, Suppl.)
- |171| WEERTMAN J.
J. Appl. Phys. 28, 1 185 (1957)
- |172| WEERTMAN J.
J. Appl. Phys. 28, 362 (1957)
- |173| WEERTMAN J.
Trans. ASM, 61, 681 (1968)
- |174| WIEDERSICH H.
J. Metals, 16, 425, (1964)
- |175| WHITE et WOOD
Phil. Mag. 45, 1 343 (1954)

- X -

- Y -

- |176| YOUNG F.W.
J. Appl. Phys., 32, 1 815 (1961)
- |177| YOUNG F.W.
"Dislocation Dynamics", p. 313, Edited by A.R. Rosenfield et Al.
Battelle Colloquium, Seattle, (1967)

- Z -

- |178| ZUKAS E.G. et Mc QUEEN R.G.
Trans. AIME, 221, 412, (1961)

